PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 16 — 15. August 1935. Redaktionsschluß für Nr. 18 am 1. September 1935. — 36. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

R. Vieweg und G. Pfestorf, Über die Prüfung von spannungsabhängigen Widerständen. S. 539.

L. Graf und A. Kußmann, Zustandsdiagramm und magnetische Eigenschaften von Platin–Eisen-Legierungen. S. 544.

S. Luthander und A. Rydberg, Experimentelle Untersuchung über den Luftwiderstand bei einer um eine mit der Windrichtung parallele Achse rotierenden Kugel. Mit Tafel XVI. S. 552.

M. Biltz, Absolute Farbenempfindlichkeit photographischer Schichten. S. 559.

W. Paeschke, Feuchtigkeitseffekt bei Hitzdrahtmessungen. S. 564.

E. Kleinke, Über die Messung von Dielektrizitätskonstanten fester Körper mit Hilfe der Mischmethode. S. 565.

K. Wohl, Zur osmotischen Theorie von Herrn Fredenhagen. S. 566.

K. Fredenhagen, Erwiderung auf die vorstehenden Ausführungen von Herrn Kurt Wohl. S. 566.

K. Wohl, Schlußbemerkung. S. 567.

Besprechungen:

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, Systemnummer 4: Stickstoff. Lieferung 1. S. 568.

G. Joos, Physik und Energiewirtschaft. S. 568.

O. Knoblauch und We. Koch, Technisch-physikalisches Praktikum. S. 568.

G. Prange, Die allgemeinen Integrationsmethoden der analytischen Mechanik. S. 568.

E. Roller und H. Pricks, Schulversuche zur Elektrizitätslehre. 1. Gleichstrom. S. 569.

E. Schmidt und W. Boas, Kristallplastizität. S. 569.

R. Sewig, Objektive Photometrie. S. 570.

Nachrichten. S. 570.

ABHANDLUNGEN.

Über die Prüfung von spannungsabhängigen Widerständen.

Von R. Vieweg und G. Pfestorf.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

In den letzten Jahren hat der Bau und die Anwendung von Überspannungsableitern, die aus Funkenstrecke und Widerstand bestehen, bedeutend zugenommen[1]). Die benutzten Widerstände sind sog. Halbleiter, deren Widerstandswert außerordentlich von der Höhe der Spannung am Widerstand abhängig ist. Übliche Formen für solche spannungsabhängigen Widerstände in Ableitern sind z. B. runde Scheiben von 50 bis 150 mm Durchmesser und einer Dicke von 4 bis 20 mm, ferner rohrförmige Stäbe von etwa 60 mm Außendurchmesser, etwa 20 mm Innendurchmesser und etwa 50 bis 500 mm Höhe. In den Ableitern sind ein oder mehrere Einzelwiderstände in Reihe geschaltet. Um nach dem Zusammenbau der Ableiter die Gewähr zu haben, daß das Gerät den in der Praxis auftretenden Anforderungen entspricht, ist eine Prüfung der einzelnen Widerstände erforderlich. Der Prüfung der Widerstände kommt daher eine besondere Bedeutung zu.

Bei der Untersuchung der Halbleitermaterialien auf ihre Eignung als sog. charakteristische Elemente in Überspannungsableitern handelt es sich in der Hauptsache um folgende 3 Punkte:

1. Ermittlung des Widerstandswertes bei einer bestimmten Spannung,
2. Feststellung der Abhängigkeit des Widerstandes von der Spannung,
3. Prüfung auf Strombelastbarkeit bei Stoßspannung.

Die in der Literatur bis jetzt angegebenen Prüfverfahren dienen mehr zur qualitativen Ermittlung der Eigenschaften von Halbleitermaterialien[1]). Im folgenden soll daher über Messungen und Verfahren zur quantitativen Prüfung von spannungsabhängigen Widerständen, insbesondere für die Verwendung in Überspannungsableitern ausführlich berichtet werden.

Der Widerstandswert bei einer bestimmten Spannung kann z. B. mit Gleichspannung ermittelt werden. Da die Widerstände im praktischen Betrieb im allgemeinen nur stoßweise

1) Müller-Hillebrand, ETZ. **55**, 800, 1934; Mayr, AEG.-Mitt. 1929, S. 110; Frühauf, AEG.-Mitt. 1932, S. 332.

1) Z. B. Fucks, Arch. f. Elektrotechn. **26**, 183, 1932; W. Hüter, Arch. f. Elektrotechn. **27**, 341, 1933.

belastet werden, hat man auch für die Messung der Widerstände Stoßspannung gewählt. Das Verfahren für die Messung ist praktisch das gleiche wie für die Ermittlung der Abhängigkeit des Widerstandes von der Spannung; dieses soll eingehend behandelt werden. Der Widerstand wird durch Strom- und Spannungsmessung bestimmt. Mehrere zusammengehörige Strom- und Spannungswerte, in einem Kurvenblatt eingetragen und durch einen Kurvenzug miteinander verbunden, ergeben die Strom-Spannungskurve, die Kennlinie des Widerstandsmaterials. Die Aufnahme dieser besonders interessierenden Kennlinie ist nach 2 verschiedenen Verfahren möglich:

1. Durch punktweise Strom- und Spannungsmessung,
2. durch kontinuierliche Aufnahme des Strom- und Spannungsverlaufes mit dem Kathodenstrahloszillographen.

Die punktweise Aufnahme der Strom-Spannungskurve kann nur mit hinreichend trägheitslosen Scheitelwertmeßgeräten erfolgen. Als solche kommen Funkenstrecken und Glimmlampen in Frage. Das Schaltbild der Anordnung ist schematisch in der Abb. 1 gezeichnet. C bedeutet darin die Stoßbatterie, die durch eine nicht gezeichnete Gleichspannungsquelle aufgeladen wird, F_z die Zündfunkenstrecke und L eine aus einigen Windungen bestehende Selbstinduktionsspule. R_A ist der zu prüfende Ableiterwiderstand und R_2 ein möglichst kapazitäts- und induktivitätsfreier Drahtwiderstand mit bekanntem Ohmwert, F_1 und F_2 sind die Meßfunkenstrecken. Die Messung nimmt man so vor, daß zunächst bei abgeschalteter Funkenstrecke F_2 mit Hilfe der Funkenstrecke F_1 die Spannung ermittelt wird, die am Widerstand R_A liegt. Sodann wird die

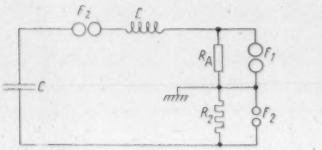


Abb. 1. Schaltanordnung zur Stromspannungsmessung mittels Funkenstrecken.

Funkenstrecke F_1 abgenommen und – bei unverändertem Funkenspiel an F_z – mit der Funkenstrecke F_2 die Spannung am Widerstand R_2 ermittelt und daraus der Stoßstrom errechnet[1]). Damit ist der Wert des Halbleiterwiderstandes bei einer Spannung gemessen und ein Punkt der Stromspannungskurve festgelegt. Es ist in dieser Weise möglich, die ganze Kennlinie aufzunehmen. Das Verfahren ist verhältnismäßig einfach; wegen der zur Messung benutzten Funkenstrecken sind die Ergebnisse jedoch ziemlich ungenau. Für die Spannungsmessung am Widerstand R_A dienen Kugelfunkenstrecken von 5 cm Durchmesser und darüber. Der Widerstand R_2 ist so zu wählen, daß seine Drahtlänge im Vergleich zur Stirnlänge der Wanderwelle klein ist. Im allgemeinen kommt man mit etwa 50 bis 100 Ω aus, die von einem Schniewindt-Widerstandsband abgegriffen werden können. Die Spannung am Widerstand R_2 ist dann größenordnungsmäßig etwa 1000 V, zu deren Messung mit der Kugelfunkenstrecke F_2 zweckmäßig Kugelelektroden von 2 cm Durchmesser benutzt werden. Elektrolytwiderstände für R_2 sind nicht geeignet, da sie bei Belastung infolge Erwärmung nicht konstant sind. Bei einer Drahtstärke von 0,5 mm Durchmesser und einer Bandbreite von 150 mm entspricht der Widerstandswert von 50 Ω eines üblichen Schniewindt-Widerstandes einer bifilaren Schleife von etwa 12 m. Man wird deshalb vermeiden – und es ist auch in keiner Weise erforderlich – mit sehr steilen Wellenstirnen zu arbeiten. Zur Verflachung schaltet man in den Entladekreis einige Windungen einer Selbstinduktion L ein. Die Kontrolle, ob die Drahtlänge des Widerstandes R_2 im Verhältnis zur Steilheit der Wellenstirn richtig gewählt ist, kann man sich durch Messung der Spannung bei verschiedenen Werten des Widerstandes R_2 (verschiedenen Abgriffen am Widerstandsband) verschaffen. Erst wenn diese Messungen bezüglich des Stoßstromes Übereinstimmung ergeben haben, ist die Anordnung richtig getroffen.

Man hat versucht, die Funkenstrecken wegen ihrer bekannten meßtechnischen Mängel durch andere Geräte zu ersetzen. In erster Linie dachte man hier an die Glimmlampe als Ersatz, da deren Zündspannung im allgemeinen definiert ist als die Funkenentladung in Luft bei Atmosphärendruck. Besonders für die Strommessung, bei der die zu messende Spannung nur eben 1000 V beträgt, schien die Glimmlampe das geeignete Meßgerät. Wenn sie mit einem geerdeten Gehäuse umgeben ist und jede Schleifenbildung der ebenfalls abgeschirmten Zuleitungen vermieden wird, lassen sich durch Abgreifen der Spannung an einem kurzen Widerstandsstück von etwa 1 bis 2 Ω Stoßströme von 50 bis 100 A messen. Die Genauigkeit der Messungen ist jedoch auch hier begrenzt. Der Spannungsbereich der Glimmlampe zwischen Ansprechen und Nichtansprechen, der unter besonderen Vorsichtsmaßregeln, wie Alterung usw., bei Versuchen mit Gleich- oder Wechselspannung technischer Frequenzen sehr klein ist, zeigt bei den kurzen Spannungsstößen

1) O. Zdralek, Arch. f. Elektrotechn. **18**, 1, 1927.

eine Mannigfaltigkeit des teilweisen bis vollständigen Leuchtens, so daß die Einstellung des Abgriffes am Widerstand unsicher wird. Durch die Streuung beim Ansprechen der Zündfunkenstrecke F_z wird diese Unsicherheit noch vergrößert.

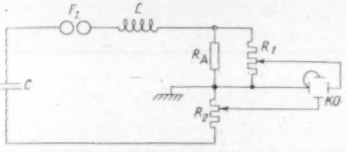


Abb. 2. Anordnung zur Aufnahme von Stromspannungskennlinien mit dem Kathodenstrahloszillographen.

Die genannten Schwierigkeiten werden vermieden, wenn man sich bei der Prüfung der Halbleiterwiderstände eines Kathodenstrahloszillographen bedient. Er ist heute so gut durchgebildet, daß man mit ihm Messungen hoher Genauigkeit durchführen kann. Ein besonderer Vorteil des Kathodenstrahloszillographen besteht darin, daß ein einziger Stoß für die Aufnahme der ganzen Kennlinie genügt, während bei der Funkenstrecke eine ganze Reihe von Entladungen für die Gewinnung eines einzigen Meßpunktes nötig sind. In der Abb. 2 ist die Schaltanordnung zur Aufnahme der Kennlinie von Widerständen mit dem Kathodenstrahloszillographen schematisch gezeichnet. Die Spannungen für die 2 senkrecht zueinander angeordneten Plattensysteme des Oszillographen werden an Widerstandsspannungsteilern abgegriffen. Der eine liegt parallel, der andere in Reihe mit dem Prüfwiderstand. Die Auslenkung des Kathodenstrahles durch das eine Plattenpaar ist mithin proportional der Spannung am Prüfling, diejenige durch das andere Plattenpaar proportional dem Strom, der durch den Widerstand fließt. An Stelle der statischen Ablenkung durch das eine Kondensatorplattenpaar ist auch eine dem Strom proportionale magnetische Auslenkung durch eine Spule, die in Reihe mit dem Prüfwiderstand liegt und vom Stoßstrom durchflossen wird, zu erzielen[1]). Zur Vermeidung von induzierten Spannungen ist jede Schleifenbildung in der Leitungsführung zu vermeiden. Es hat sich ferner als zweckmäßig erwiesen, den Verbindungspunkt zwischen Ableiterwiderstand und Widerstand R_2 zu erden, da dann das metallische, geerdete Gehäuse des Kathodenstrahloszillographen gleichzeitig einen Schutz gegen elektrische Felder bietet. Als Verbindungsleitungen von den Spannungsteilern zum Oszillographen sind konzentrische Kabel mit geringer Kapazität, z. B. sog. Kappa-Kabel geeignet. Die äußere Leitung wird bei diesen Kabeln ebenfalls an Erde angeschlossen.

Die oszillographischen Aufnahmen gehen so vor sich, daß zunächst in der Schaltung nach

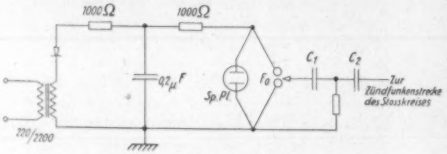


Abb. 3. Anordnung für die Strahlsperrung des Kathodenstrahloszillographen.

Abb. 2 die Kennlinie des Halbleiter-Widerstandes, darauf nach Abschalten des Prüflings die Kennlinie des Spannungsteilers R_1, d. i. eine gerade Linie und schließlich durch Kurzschließen je eines Plattenpaares am Kathodenstrahloszillographen die X- und Y-Achse nacheinander auf dem gleichen Film aufgenommen werden.

Der Elektronenstrahl wird bei diesen Versuchen durch eine mit dem Vorgang kapazitiv gekoppelte Entladung eines dritten Plattenpaares ausgelöst. Die Abb. 3 zeigt schematisch die Anordnung des benutzten Sperrkreises. Die Wirkungsweise ist wie folgt: Das Plattenpaar *Sp-Pl* wird über Widerstände von etwa 2000 Ω auf 3000 V aufgeladen und der Elektronenstrahl auf diese Weise vorabgelenkt. Durch eine kapazitive Kopplung C_1C_2 mit dem Vorgang wird die Funkenstrecke F_0 zum Ansprechen gebracht, die Spannung an den Platten bricht zusammen und gibt den Elektronenstrahl für die Dauer der Aufnahme frei.

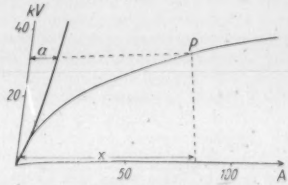


Abb. 4. Kathodenoszillographische Aufnahme von Kennlinien.

Bei der technischen Durchbildung des Prüfverfahrens wurde Wert darauf gelegt, die Bedienung des Oszillographen weitgehend automatisch und betriebssicher zu gestalten, so daß auch von weniger Geübten nach Anleitung saubere Aufnahmen zu erzielen sind. Abb. 4 zeigt ein Beispiel eines derartigen Oszillogramms.

1) J. Slepian, Am. Inst. El. Egg. **49**, 361, 1930.

Es sind die Koordinatenachsen, eine gegen die Y-Achse etwas geneigte schräge Gerade — die Strom-Spannungskennlinie des Ohmschen Spannungsteilers R_1 — und die Kennlinie des Prüflings R_A zu sehen. Die Strom-Spannungskurve wird entsprechend dem Verlauf der Stoßspannung vom Elektronenstrahl zweimal geschrieben, und zwar der Aufstieg in der sehr kurzen Zeit der Wellenstirn von einigen Mikrosekunden Dauer, der Abstieg in der wesentlich längeren Zeit des Abfalls der Stoßspannung in 50 bis 100 Mikrosekunden. Der Strom im Entladungsraum des Kathodenstrahloszillographen muß für die spätere Auswertung der Oszillogramme konstant und bekannt sein. Zu seiner Messung dient ein Milliamperemeter, das in der Hochspannungsleitung zum Kathodenstrahloszillographen liegt. Die Aufnahmen der gezeigten Art wurden bei einer Erregerspannung von etwa 40 kV mit einem Strom von 1,5 mA gemacht. Durch Regelung des Druckes im Entladegefäß können alle Aufnahmen bei dem gleichen Strom aufgenommen werden. Unter denselben Versuchsbedingungen muß dann die nachstehend beschriebene Eichung des Kathodenstrahloszillographen durchgeführt werden.

Infolge der Erdung des Stoßkreises an der in Abb. 2 gezeichneten Stelle ist die Spannung zwischen den Ablenkplattenpaaren des Kathodenstrahloszillographen unsymmetrisch. Die Unsymmetrie des Feldes zwischen den Ablenkplatten wird durch das geerdete Metallgehäuse des Oszillographen noch erheblich verstärkt[1]). Es ist deshalb nötig, bei der Eichung des Oszillographen dieselben Ablenkplatten mit Erde zu verbinden, die auch während der Messung mit Erde verbunden waren. Sodann wird durch Anlegen verschiedener bekannter Gleichspannungen an das Plattenpaar, das die Auslenkung in der X-Achse bewirkt, ein System von Eichpunkten auf der X-Achse aufgenommen, und zwar wird von jedem dieser Punkte ausgehend, wie oben angegeben, eine Y-Achse aufgenommen, so daß der Film eine Schar von Geraden annähernd parallel der Y-Achse aufweist. In gleicher Weise werden auf der Ordinate durch Anlegen verschiedener bekannter Gleichspannungen an das Plattenpaar, das die Auslenkung des Kathodenstrahles in der Y-Achse bewirkt, ein System von Eichpunkten und von diesen ausgehend die zur X-Achse parallelen Geraden aufgenommen. Man erhält so ein Koordinatennetz. Dieses Eichkurvennetz ist in der Abb. 5 wiedergegeben. Aus der Abbildung ist deutlich zu erkennen, daß die Koordinatenachsen wegen der Unsymmetrie der Felder zwischen den Plattenpaaren schiefwinklig unter variabler Neigung zueinander stehen und die Abweichungen von einem rechtwinkligen Koordinatennetz beträchtlich sind. Man erkennt ferner, daß die Unsymmetrie der Felder zwischen den Plattenpaaren verschieden stark zur Auswirkung kommt. Der Kathodenstrahl muß nämlich von dem Plattenpaar, das dem Aufnahmefilm am nächsten ist, am weitesten ausgelenkt werden. Der

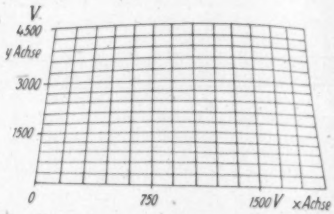


Abb. 5. Koordinatennetz für die Auswertung von Oszillogrammen.

Kathodenstrahl kommt deshalb in diesem Falle stark in die Unsymmetrie des Feldes. Die beschriebene Eichung ist etwas zeitraubend, wegen des schiefwinkligen Verlaufes der Achsen ist es jedoch nicht ausreichend, z. B. mit einer bekannten Stoßspannung an einem Ohmschen Spannungsteiler nur einen Punkt, nämlich den Endpunkt der schrägen Gerade, der Kennlinie des Spannungsteilers, in der Aufnahme zu ermitteln und danach die Achsen parallel und proportional zu teilen.

Für die praktische Verwendung wird das Eichkurvennetz auf durchsichtiges Papier gezeichnet, so daß durch Auflegen dieser Zeichnung auf ein Oszillogramm zu jedem Punkt der Kennlinie die zueinander gehörigen Werte auf der Ordinate und der Abszisse abgelesen werden können. Als Korrektur für den Widerstandsspannungsteiler ist jedoch z. B. für den Punkt P der Kennlinie vom Stromwert X noch der Wert a (s. Abb. 4), d. h. die Strecke zwischen Y-Achse und schräger Geraden abzuziehen.

Die Prüfung einer Anzahl von Halbleitermaterialien hat ergeben, daß die Abhängigkeit des Widerstandes von der Spannung mit guter Näherung durch eine Exponentialfunktion dargestellt wird. Die Eintragung der Meßwerte in doppelt logarithmisches Papier ergibt daher eine gerade Linie. Die Kennlinie der Abb. 4 genügt der Gleichung

$$J = c \cdot U^n. \qquad (1)$$

Darin bedeuten J den Strom, U die Spannung, c und n Konstante. In der Abb. 6 sind eine Reihe von Kennlinien verschiedener Widerstandsmaterialien wiedergegeben. Als Ordinate ist die Spannung in Kilovolt, als Abszisse der Strom in A

1) Ein Mittel zur Beseitigung der Unsymmetrie des Feldes durch besondere Ausbildung des Randes der Ablenkplatten wurde neuerdings von Lieber angegeben in der ETZ. **56**, 636, 1935.

aufgetragen. Durch die Koordinatenachsen ist für jeden Punkt der Kennlinie nach dem Ohmschen Gesetz der Widerstand gegeben. Da für die Auftragung der Strom- und Spannungswerte der gleiche Modul gewählt wurde, ergeben sich für die Linien konstanten Widerstandes parallele Geraden, die unter 45° gegen die Achsen geneigt sind. In der Abbildung ist das Liniennetz für die Widerstandswerte ebenfalls mit aufgetragen.

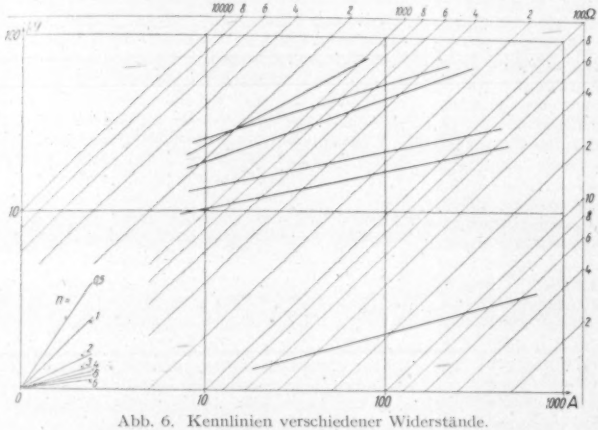


Abb. 6. Kennlinien verschiedener Widerstände.

Wie man sieht, kommt die Strom-Spannungsabhängigkeit eines Widerstandsmaterials in der Abb. 6 durch den Exponent n, d. h. den cotg des Winkels der Geraden mit der X-Achse zum Ausdruck. In der Abbildung sind links unten für die Exponenten $n = 0{,}5$; 1; 2; 3; 4; 5 und 6 die Richtungen der entsprechenden Geraden eingetragen.

Oft bezieht man die Änderung des Widerstandes auf die Spannung U, es folgt aus (1)

$$\frac{R_1}{R_2} = \left(\frac{U_2}{U_1}\right)^m. \qquad (2)$$

Zwischen m und n besteht die Beziehung

$$m = n - 1. \qquad (3)$$

Bei der Angabe eines Exponenten ist daher ausdrücklich zu vermerken, ob auf Gleichung 1 oder 2 Bezug genommen ist.

Die spannungsabhängigen Widerstände bestehen im allgemeinen aus einem besonders feingemahlenen Ton mit geringen Zusätzen eines leitenden Stoffes, der die Entladungen in den Poren des feinkörnigen Isoliermaterials hervorruft. Die Reihe der verwendbaren leitenden, fein verteilten Zusätze ist groß. Mit Erfolg wurden benutzt von Metallen Messing, Aluminium, Kupfer, Eisen und Nickel, ferner Verbindungen des Eisens mit Silizium, Wolfram und Mangan; als nichtmetallische Zusätze sind Graphit und Silizium-Karbid zu nennen. Von den mineralischen wurden Rutil, Kohle, Koks und manche andere als geeignet gefunden. Entsprechend den verschiedenen Bestandteilen sind auch die Eigenschaften sowohl was die Höhe des Widerstandes als auch die Spannungsabhängigkeit betrifft, unterschiedlich. Die Geraden in Abb. 6 lassen die Mannigfaltigkeit der Erzeugnisse deutlich erkennen. Auch rein äußerlich unterscheiden sich die Widerstände sehr. Halbleitermaterialien vom gebrannten keramischen Scherben bis zum gepreßten, mehr oder weniger porösen Pulver, finden Anwendung in der Technik, und die Entwicklung in der Herstellung neuer Stoffe mit neuen Stoffeigenschaften scheint noch nicht abgeschlossen.

Nicht bei allen spannungsabhängigen Widerständen fällt wie in Abb. 5 die Kurve, die der Elektronenstrahl bei steigender und bei fallender Spannung schreibt, zusammen. So zeigt Abb. 7 ein Oszillogramm mit einer typischen Schleifenbildung. Allerdings ist die Schleife nicht ganz vollständig sichtbar. Das fehlende Stück ist vom Kathodenstrahl in der außerordentlich kurzen

Abb. 7. Oszillogramm mit Schleifenform.

Zeit des Spannungsanstiegs geschrieben und infolge der Verzögerung der elektrischen Strahlauslösung nicht zu sehen. Bei dem geprüften Widerstand handelt es sich um eine Versuchsausführung aus fast reinem Silizium-Karbid. Während der Spannungsbeanspruchung ist Glimmen zwischen den einzelnen Karbidkörnern zu

erkennen. Der Inhalt der Fläche, die von den Kurven eingeschlossen wird, gibt ein Maß der im Widerstandsinnern verbrauchten Arbeit, die bei dem Kreisprozeß im Material oder in den Glimmstrecken verrichtet wird. Sie äußert sich im allgemeinen in Wärme.

Nicht immer ist es nötig, die Kennlinie von Widerständen photographisch mit dem Hochspannungsoszillographen aufzunehmen. Mitunter genügt es, die Kurve auf dem Leuchtschirm einer Braunschen Röhre zu sehen. Da die Kennlinien der Widerstände im allgemeinen unverändert bleiben, kann man zum Vergleich mehrere geeichte Widerstände mit bekannter Spannungsabhängigkeit bereit halten oder auch bei unverändertem Widerstandsspannungsteiler die Eichkurven direkt auf dem Schirm der Röhre einzeichnen.

Die Prüfung auf Strombelastbarkeit der Widerstände soll darüber Aufschluß geben, welche Stoßströme maximal einem spannungsabhängigen Widerstand aufgezwungen werden können, ohne daß ein Überschlag außen am Prüfling, durch übermäßige Erwärmung eine wesentliche Änderung seiner Spannungsabhängigkeit, ein Durchschlag oder eine sonstige Zerstörung, z. B. Rißbildung, auftritt. Wie neuere Blitzforschungen zeigen, sind bei Blitzentladungen Stoßströme von 1000 A eine untere Grenze; es sind deshalb bereits im Laboratorium eine Reihe von Stoßbeanspruchungen bei möglichst hohen Strombelastungen auszuführen. Wenn der Stoßstrom gering ist, kann die Zahl der Stoßentladungen entsprechend bis zu 1000 Schlägen erhöht werden, um dadurch mit einer gewissen Sicherheit Fabrikationsfehler zu erkennen. Die Kapazität der Stoßbatterie ist für diese Prüfung von Bedeutung. Die Verwendung einer Kapazität von $0{,}5\,\mu F$ bei Spannungen bis 100 kV hat sich als ausreichend erwiesen. Vereinbarungen für eine einheitliche Prüfung liegen noch nicht vor. Bei der Beurteilung von Untersuchungsergebnissen für die Verwendung der Widerstände in Ableitern ist die Kapazität der Stoßanlage zu berücksichtigen.

Strombelastbarkeit und Spannungsabhängigkeit sind voneinander nicht unabhängig. Die Belastbarkeit kann durch die Formgebung, Querschnittsvergrößerung, Länge des Widerstandes u. a. geändert werden; allerdings wird dadurch auch eine Änderung der Kennlinie bewirkt. Das für den Bau von Ableitern erstrebenswerte Ziel, hohe Belastbarkeit bei möglichst großer Spannungsabhängigkeit scheint in befriedigender Weise praktisch schon erreicht.

(Eingegangen 8. Juli 1935.)

Zustandsdiagramm und magnetische Eigenschaften von Platin—Eisen-Legierungen.

Von L. Graf und A. Kußmann

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

I. Einleitung.

In Fortsetzung der Untersuchungen über das Auftreten von Ferromagnetismus bei Legierungen des Platins, über dessen bemerkenswertes Verhalten im System *Pt*–*Cr*[1]) bereits berichtet werden konnte, wurden eingehende Messungen an der Legierungsreihe Platin–Eisen durchgeführt. Eine genauere Untersuchung schien hier um so wichtiger, als schon Isaac und Tammann[2]) bei der Aufstellung des Zustandsdiagramms (vgl. Abb. 1) die physikalisch

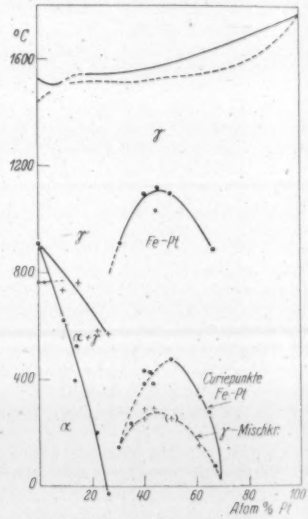


Abb. 1. Zustandsschaubild der Eisen–Platin-Legierungen. (Schmelzkurve nach Isaac und Tammann, Existenzbereich der Verbindungsphase *FePt* nach Messungen der Verfasser.)

interessante Tatsache beobachtet hatten, daß der Ferromagnetismus bis dicht an das *Pt* heranreicht, wobei mit dem Steigen des *Pt*-Gehaltes die Umwandlungspunkte erst abfallen, dann aber zum Platin hin wieder ansteigen. Dieser Ferromagnetismus bei hohen *Pt*-Konzentrationen

1) E. Friederich u. A. Kußmann, Physik. Zeitschr. **36**, 185, 1935.

2) E. Isaac u. G. Tammann, Zeitschr. anorg. u. allg. Chem. **55**, 58, 1907.

kann daher nicht auf dem Eisengehalt der Legierungen beruhen, er muß vielmehr mit dem Platin zusammenhängen, das ja auch in der *Pt–Cr*-Reihe, nach neueren Erfahrungen anscheinend auch bei *Pt–Cu*, Anlaß zum Auftreten von Ferromagnetismus gibt. Darüber hinaus wurde auch in anderen Arbeiten auf das Bestehen komplizierter Konstitutionsverhältnisse hingewiesen, und zwar einmal durch Nemilov[1]) auf die Existenz einer intermetallischen Verbindung *FePt* bei 50 At-Proz. *Pt* sowie durch Fallot[2]) auf eine Sättigungszunahme und ein Zwischengebiet bei 26 At-Proz., in dem die *Fe–Pt*-Legierungen unmagnetisch sind.

Ziel der folgenden Arbeit[3]) war es daher, den genauen Verlauf der magnetischen Eigenschaften festzulegen, weiter durch mikrographische, röntgenographische und magnetische Untersuchungen die Konzentrationsbereiche zu ermitteln, in denen intermediäre Phasen vorhanden sind, und schließlich den Zusammenhang zwischen Aufbau und magnetischen Eigenschaften festzustellen.

II. Experimentelles.

Zur Untersuchung der Legierungsreihe dienten 15 Proben verschiedenen *Pt*-Gehaltes, die durch Zusammenschmelzen der Metalle Elektrolyteisen (*C*-Gehalt unter 0,007 Proz.) und Platin (Reinheitsgrad 99,95 Proz.) in einem Kohlerohrofen in kleinen Magnesiatiegeln hergestellt wurden. Die Schmelzung selbst machte wegen der beim Auflösen von *Pt* in *Fe* eintretenden Wärmetönung und der dadurch bewirkten intensiven Durchmischung des Schmelzgutes keine besonderen Schwierigkeiten. Die erhaltenen Proben, deren Zusammensetzung aus der Tabelle zu ersehen ist, hatten die Form zylindrischer Stäbchen von etwa 3 mm Durchmesser und 20 mm Länge. Die Bearbeitungsfähigkeit gegenüber schneidenden Werkzeugen war befriedigend.

Zur Feststellung der in verschiedenen Temperaturbereichen auftretenden Phasen bzw. Umwandlungen wurde so verfahren, daß die Proben (nach erstmaligem Ausglühen zum Zweck der Homogenisierung) bei von 100° zu 100° ansteigenden Temperaturen geglüht und rasch in Wasser abgeschreckt wurden, woran sich gegebenenfalls ein Wiedererhitzen (Anlassen) bei verschiedenen Temperaturen anschloß. Nach jeder Wärmebehandlung wurden die magnetischen Eigenschaften, und zwar vorzugsweise die Koerzitivkraft, der Sättigungswert, in den meisten Fällen auch dessen Temperaturabhängigkeit und damit die Lage des magnetischen Umwandlungspunktes bestimmt. Weiter wurde die Phasengestaltung der Proben durch Röntgenfeinstrukturaufnahmen (Debye-Scherrer-Methode, Röhre mit Eisenantikathode) sowie durch mikrographische Schliffbilduntersuchungen ermittelt.

III. Ergebnisse.

Die Ähnlichkeit des Systems *Fe–Pt* mit dem System *Fe–Ni*, auf die schon Isaac und Tammann hingewiesen haben, legt es nahe, bei der Besprechung des Beobachtungsmaterials eine Unterteilung in die eisenreichen (0–26 At-Proz. bzw. 56 Gew.-Proz.) und die platinreichen Legierungen (über 26 At- bzw. 56 Gew.-Proz.) vorzunehmen. Zum besseren Verständnis seien dabei jedesmal die sich aus den mikrographischen und röntgenographischen Messungen ergebenden Konstitutionsergebnisse vorausgeschickt.

a) Eisenreiche Legierungen

Auf der Eisenseite des Systems haben wir es entsprechend dem in At.-Proz. *Pt* angegebenen Zustandsschaubild (vgl. Abb. 1) mit einer festen Lösung zwischen *Fe* und *Pt* zu tun. Durch die Aufnahme von *Pt* wird dabei der magnetische Umwandlungspunkt des Eisens anfänglich nicht geändert, er bleibt konstant bis zu 4 Proz *Pt*. Dagegen wird ganz wie bei den *Fe–Ni*-Legierungen die im reinen *Fe* bei 910° liegende allotrope α/γ-Umwandlung allmählich zu tieferen Temperaturen verschoben, so daß von etwa 4 Proz. *Pt* an die magnetische Umwandlung durch sie überdeckt wird und das Zustandsfeld der γ-Phase bei etwa 26 Proz. *Pt* die Achse der Raumtemperatur erreicht. Ähnlich wie bei den *Fe–Ni*- und *Fe–Mn*-Legierungen erfolgt der Übergang der kubisch-raumzentrierten α-Phase in das kubisch-flächenzentrierte γ-Gitter bei Erhitzen und Abkühlen nicht bei derselben, sondern bei verschiedenen Temperaturen, so daß dazwischen ein Hysteresegebiet liegt, in dem das Material, je nachdem die obere oder untere Grenze überschritten ist, bei der gleichen Temperatur in verschiedener Gefügeausbildung vorliegen kann. Da nun die α-Phase ferromagnetisch, die γ-Phase jedoch unmagnetisch ist, so ist verständlich, daß je nach dem mengenmäßigen Anteil der einzelnen Kristallarten eine mehr oder minder starke Magnetisierbarkeit der Legierungen vorhanden ist, wobei insgesamt mit zunehmendem *Pt*-Gehalt der Ferromagnetismus abnimmt.

Die magnetothermische Untersuchung der Legierungen, deren Ergebnisse in der Tabelle

1) A. Nemilov, Zeitschr. anorg. u. allg. Chem. **204**, 49, 1932.
2) M. Fallot, C. r. **199**, 128, 1934.
3) Bei der Herstellung der Proben und den Messungen wurden wir unterstützt von dem technischen Sekretär Herrn F. Licht.

Eigenschaften und Aufbau von *Fe—Pt*-Legierungen.

Zusammensetzung		Sättigungswert $4\pi J_\infty$		Koerzitivkraft $\mathfrak{H}c$		Magnetische Umwandlung		Kristallstruktur und Gitterparameter (in Å)
Gewichtsprozent Platin	Atomprozent Platin	Bei 600° geglüht	Von 1000° abgeschreckt			Aufwärts °C	Abwärts °C	
0	0	21600	21600	1		770	770	α : kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}87$)
11,5	2,71	21800	21800	3,7		770	770	α : kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}87$)
25,5	8,9	23200	23200	16		~ 730	~ 620	α : kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}89$) (+ γ : kubisch-flächenzentriert)
38,1	14,9	18600	18700	40		~ 770	~ 530	α : kubisch-raumzentriert
48,9	21,5	4060	17050	74		~ 580	~ 200	α : kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}97$)
50,5	26,4	—	700	—		~ 580	~ 20	γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}72$) + α : kubisch-raumzentriert
		bei 800° geglüht	von 1100° abgeschreckt	bei 800° geglüht	von 1100° abgeschreckt	γ-Mischkristall	*Fe–Pt*	
60,0	30,0	13900	13800	3	25	~ 450	—	γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}77$) [+ *PtFe* kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}89$)]
65,5	35,2	9200	12700	230	860	~ 240	(~440)	γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}83$) + *PtFe* kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}90$)
70,5	40,1	6370	9700	280	1099	~ 300	~ 430	γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}84$) + *PtFe* kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}88$)
72,4	42,9	6300	8500	280	1070	~ 290	~ 430	γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}84$) + *PtFe* kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}88$)
78,3	50,2	6100	7000	316	1540	~ 250	~ 480	γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}83$) + *PtFe* kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}88$)
85,0	61,8	5100	5600	445	670	~ 150	~ 330	γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}86$) + *PtFe* kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}88$)
86,5	64,8	4900	4900	350	1200	—	~ 280	γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}83$) + [*PtFe* kubisch-raumzentriert ($a = 2{,}88$)]
87,6	66,9	1640	1730	18	18	~ 75	—	γ : kubisch-flächenzentriert $a = 3{,}86$
		Spezifische Suszeptibilität χ						
89,3	70,0	$90 \cdot 10^{-6}$						γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}87$)
90,4	73,0	$55 \cdot 10^{-6}$						γ : kubisch-flächenzentriert
100	100	$1{,}0 \cdot 10^{-6}$						γ : kubisch-flächenzentriert ($a = 3{,}90$)

wiedergegeben sind, gibt nun ein getreues Abbild dieser Konstitutionsverhältnisse. Bei der Legierung mit 2,7 At-Proz. (11,5 Gew.-Proz.) *Pt* wurde der Curiepunkt noch an derselben Stelle wie bei *Fe* gefunden (770° C). Mit Steigerung des *Pt*-Gehaltes tritt dann die Überlagerung mit der α/γ-Umwandlung ein, wodurch sich der Verlust der Magnetisierbarkeit langsam zu niedrigeren Temperaturen verschiebt, während die Temperatur der Wiederkehr des Magnetismus beim Abkühlen viel steiler (und zwar um etwa 30° C pro Proz. *Pt*) herabgesetzt ist. Bei 22 Proz. *Pt* liegt zwischen Verschwinden und Wiederkehr des Magnetismus bereits ein Temperaturbereich von etwa 380°. Bei den Legierungen von 26 Proz. *Pt* findet die γ/α-Umwandlung bereits unter Raumtemperatur statt, so daß die Probe im gewöhnlichen Zustand unmagnetisch ist. Erst Abkühlung auf tiefe Temperaturen bedingt hier den Übergang des Gefüges in die α-Phase und damit das Auftreten von Ferromagnetismus, während Erwärmung auf höhere Temperaturen (von komplizierten Übergangserscheinungen abgesehen) wieder den γ-Zustand und damit Nichtmagnetisierbarkeit herbeiführt.

Die magnetischen Eigenschaften der Legierungen auf der Eisenseite sind, wie schon oben erwähnt, in einer kürzlich erschienenen Veröffentlichung von M. Fallot[1]) behandelt worden. Als das wichtigste Resultat hat sich dabei ergeben, daß im α-Zustand durch den *Pt*-Zusatz die Sättigungsmagnetisierung des Eisens anfänglich heraufgesetzt wird, so daß das System *Pt–Fe* neben den beiden bisher bekannten Fällen (*Co*-Zusatz zu *Fe*, *Mn*-Zusatz zu *Ni*) das dritte Beispiel für die Vergrößerung des Ferromagnetismus durch Einbetten einer unmagnetischen oder schwächer ferromagnetischen Atomart in ein ferromagnetisches Element bildet. Die Ergebnisse unserer eigenen Messungen (vgl. Abb. 2), die vor der Fallotschen Veröffentlichung bereits

1) L. c.

vorlagen, bestätigen dieses Verhalten durchaus und stimmen auch zahlenmäßig gut mit den Angaben dieses Autors überein. Bei der Legierung mit 2,7 At-Proz. *Pt* (11,5 Gew.-Proz.) haben wir so bei Raumtemperatur einen Wert $4\pi J_\infty = 21800$ CGS. festgestellt, was einer Steigerung von rund 200 Einheiten gegenüber dem Wert des reinen Eisens entspricht. Bei der Legierung von 8,9 At-Proz. (25,5 Gew.-Proz.)

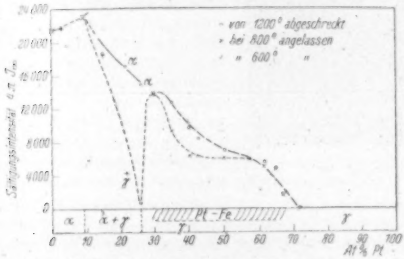


Abb. 2. Sättigungsmagnetisierung der Eisen–Platin-Legierungen.

war bei der benutzten höchsten Feldstärke (etwa 8000 Gauß) die Sättigungsgrenze der Magnetisierungskurve noch nicht erreicht, eine Extrapolation der Kurve führte zu dem Wert $4\pi J_\infty = 23200$. Im Hinblick auf die in dieser Probe schon vorhandenen Spuren von γ-Kristallen, die sich sowohl im Röntgenbild als auch durch die relativ schwere Sättigung, d. h. durch die innere Entmagnetisierung infolge der Einbettung von Fremdpartikeln, kennzeichnen, ist der Wert im reinen α-Zustand wahrscheinlich noch um einen gewissen Betrag höher. Weiter glauben wir auch, daß das von Fallot beobachtete Maximum bei 12 At-Proz. *Pt* rein zufällig durch die Überlagerung der Sättigungszunahme der α-Kristalle mit dem Auftreten der unmagnetischen γ-Phase zustande kommt und keine selbständige konstitutionelle Bedeutung besitzt.

Eine Erklärung für das Anwachsen der Sättigungsintensität des *Fe* durch die Zugabe von *Pt* läßt sich zur Zeit nicht geben. Insbesondere ergab die mikrographische und röntgenographische Untersuchung der Legierungen, die wir an einer großen Reihe von Teilproben durchgeführt haben, außer der durch die steigende Platinkonzentration bewirkten Verbreiterung der Netzebenenabstände und des Gitterparameters (vgl. die Tabelle) keine Besonderheiten, so daß die Erscheinungen ähnlich wie bei den *Fe–Co*-Legierungen offenbar nicht mit den Atomlagen zusammenhängen, sondern Vorgänge im Valenzelektronensystem betreffen müssen. Durch Wärmebehandlung konnten die Eigenschaften im Gebiet ansteigender Sättigungswerte nicht geändert werden.

Bei Platingehalten oberhalb 12 bis 15 Proz. *Pt* nimmt die Sättigungsintensität entsprechend dem stärkeren Auftreten von γ-Kristallen allmählich ab, gleichzeitig ist die Umwandlungsgeschwindigkeit der beiden Zustandsformen ineinander so erniedrigt, daß man je nach der Wärmebehandlung der Proben ganz verschiedene Gefügeausbildung und damit verschiedene Sättigungswerte erhalten kann, wofür aus der Tabelle Beispiele zu ersehen sind. Die Legierung mit 26 Proz. *Pt* besteht, wie schon Fallot beobachtet hat, bei Raumtemperatur fast vollständig aus γ-Kristallen und ist daher unmagnetisch. Erst Abkühlen auf tiefe Temperaturen wandelt das Gefüge wieder in die ferromagnetische α-Phase um, der ein Sättigungswert $4\pi J_\infty$ von über 14000 zukommt.

Die sonstigen magnetischen Eigenschaften der Legierungen auf der Eisenseite des Systems bieten keinerlei Besonderheiten. Zu erwähnen wäre vielleicht nur, daß die Heterogenität des Gefüges (α + γ-Kristalle) eine Erhöhung der Koerzitivkraft bis auf etwa 70 Gauß bedingt. Schließlich sind in Abb. 3 die Ergebnisse der Dichtemessungen (geglühte Proben) wiedergegeben, die, wie nicht anders zu erwarten, auf einem von *Fe* zum *Pt* hin gekrümmten Kurvenzug liegen. Wegen des unvermeidlichen Vorhandenseins kleiner Poren in den Proben kommt diesen Werten jedoch nur eine bedingte Genauigkeit zu.

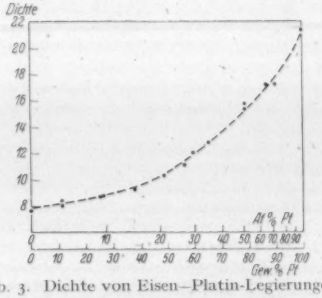
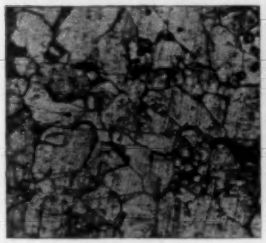


Abb. 3. Dichte von Eisen–Platin-Legierungen.

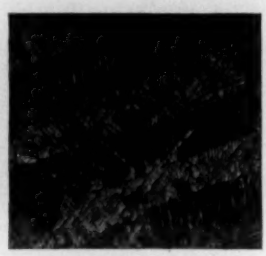
b) Platinreiche Legierungen

Etwas verwickelter liegen nun die Verhältnisse bei den platinreichen Legierungen oberhalb 26 At-Proz. *Pt*. Nach dem Zustandsdiagramm bestehen diese Legierungen nach Abschrecken von hohen Temperaturen aus γ-Mischkristallen, die vom Platin zum Eisen hin eine lückenlose Reihe von festen Lösungen bilden. In Übereinstimmung damit zeigen auch die

Schliffbilder bei den von hohen Temperaturen abgeschreckten Proben, für die in Abb. 4 einige Beispiele wiedergegeben sind, in dem Konzentrationsbereich um 30 Proz. und oberhalb



30 At-Proz. *Pt*.



50,1 At-Proz. *Pt*.

Fig. 4. Schliffbilder von Eisen–Platin-Legierungen; Proben von 1200° abgeschreckt. Vergrößert 200 mal.

70 Proz. *Pt* nur das typische Bild fester Lösungen. Die Ausmessung der Röntgeninterferenzen ergab in diesem Gebiet ebenfalls nur eine einzige Phase, und zwar die γ-Phase mit kubisch-flächenzentriertem Gitter, wobei die Gitterparameter eine stetige Fortsetzung der Parameter auf der Eisenseite darstellen (vgl. Zahlentafel 1). In mittleren Konzentrationsbereichen, und zwar von etwa 35 bis 65 At-Proz. zeigt sich dagegen selbst bei schroffster Abschreckung eine wesentlich veränderte Struktur. Sie äußert sich darin, daß in den γ-Kristallen zahlreiche gesetzmäßig orientierte Nadeln auftreten, die eine gewisse Übereinstimmung mit den Nadeln des Martensitzerfalls zeigen (vgl. Abb. 4). Weiter sieht man auch im Röntgendiagramm in diesem Konzentrationsgebiet neben den Interferenzen der γ-Phase neue, wenn auch verhältnismäßig schwache Linien eines zweiten Gitters.

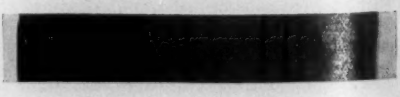
Werden die Legierungen bei Temperaturen zwischen 500 und 800° längere Zeit angelassen, so tritt bei 30 und oberhalb 70 At-Proz. Platin keine Änderung der Phasengestaltung auf. Dazwischen aber wird auf den Mikroaufnahmen der Zerfall der Mischkristalle deutlicher, gleichzeitig treten auf den Röntgendiagrammen die Linien des neuen Gitters schärfer hervor, wobei die maximalen Intensitäten bei etwa 50 At-Proz. *Pt* liegen. Wie schon Nemilov festgestellt hat, haben wir es in diesem Bereich mit der Bildung einer Verbindung *FePt* zu tun, die unterhalb einer bei etwa 800 bis 1000° C liegenden Umwandlungslinie (vgl. Abb. 1) aus den Mischkristallen entsteht.

Durch die von uns durchgeführte röntgenographische Untersuchung konnte das Auftreten dieser Phase bestätigt werden, und zwar ergab sich (vgl. Abb. 5), daß ihr ein kubisch-raumzentriertes Gitter mit dem Parameter $a = 2{,}88$ Å, also praktisch mit dem gleichen Netzebenenabstand wie beim α-Eisen zukommt. Die Bestimmung der Gitterkonstante ist allerdings mit den uns zur Verfügung stehenden kleinen Debyekameras nicht so genau, als daß sich durch Berechnung des Mischkristalls und der Verbindungsphase eindeutig entscheiden ließe, ob beim Übergang eine Kontraktion des Atomvolumens auftritt. Dagegen kann als festgestellt gelten, daß die Phase *FePt* keine geordnete Atomverteilung besitzt, da keine unserer Aufnahmen auch nur eine Andeutung von Überstrukturlinien zeigte. Sie gehört daher zu der Gruppe der neuerdings öfter beobachteten intermetallischen

10 At-Proz. *Pt*; α: kubisch-raumzentriert, Spuren γ: kubisch-flächenzentriert.

30 At-Proz.; γ: kubisch-flächenzentriert.

50 At-Proz.; γ: kubisch-flächenzentriert + *PtFe*: kubisch-raumzentriert.



67 At-Proz.; γ: kubisch-flächenzentriert.

Fig. 5. Debye-Scherrer Aufnahmen von Eisen–Platin-Legierungen.

Verbindungen[1]), bei denen die Atomarten über den ganzen Homogenitätsbereich regellos verteilt sind.

Der kristallographische Umbaumechanismus beim Übergang des einen Gitters in das andere, der zum Verständnis der unten zu besprechenden magnetischen Erscheinungen außerordentlich wichtig wäre, konnte ebenfalls in der vorliegenden Untersuchung nicht genau ermittelt werden. Mit Sicherheit ergab sich jedoch bei unseren Proben, daß es auch beim schroffsten Abschrecken niemals gelang, den Mischkristall völlig rein zu erhalten, sondern daß stets eine größere oder geringere Menge der Verbindung auftrat. Umgekehrt war es auch selbst bei langdauerndem Glühen unterhalb der Umwandlungslinie nicht möglich, die Mischkristalle vollständig in die Verbindung überzuführen, vielmehr wurde stets ein Gemenge beider Phasen beobachtet.

Die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften ergab, daß die platinreichen Legierungen von etwa 30 bis 70 At-Proz. (89 Gew.-Proz.) wieder ferromagnetisch sind. In der Nähe der unmagnetischen Legierung mit 26 Proz. *Pt* genügt dabei anscheinend ein geringer Platinzuwachs, um in ein Gebiet relativ starken Ferromagnetismus zu gelangen. Während aber bei den eisenreichen Legierungen, also den Proben unter 26 At-Proz., der Ferromagnetismus von der α-Phase getragen wird und die γ-Phase paramagnetisch ist, erscheint hier als Träger der Magnetisierbarkeit der γ-Mischkristall mit kubisch-flächenzentriertem Gitter. Völlig analog wie im System *Ni–Fe* wechselt also der Ferromagnetismus in diesem Legierungsbereich seinen Träger, ohne daß sich die γ-Phase unterhalb und oberhalb 26 Proz. *Pt* in andern als den magnetischen bzw. den damit unmittelbar zusammenhängenden physikalischen Eigenschaften zu unterscheiden scheint. Es sei besonders betont, daß der γ-Mischkristall in seinem Gitterbau keine Besonderheiten (geordnete Atomverteilung oder ähnliches) erkennen läßt, die für das Auftreten des Ferromagnetismus verantwortlich gemacht werden können; das Platin verhält sich hier also genau wie das ferromagnetische Nickel in der Eisen-Nickelreihe; auch die Ähnlichkeit mit seinem Verhalten bei den Platin-Chromlegierungen ist in die Augen fallend.

Im einzelnen ist der Verlauf der magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Konzentration in Zahlentafel 1 und Abb. 2 wiedergegeben, aus der man erkennt, daß die Sättigungsintensität von dem Wert Null bei rund 26 Proz. ausgehend, rasch bis zu relativ hohen Werten (rund $4\pi J_\infty = 14000$) ansteigt, worauf dann eine allmähliche Abnahme erfolgt. Der Verlauf dieses Kurventeils erscheint dabei trotz des veränderten Gitterbaues als eine Fortsetzung des Kurvenverlaufs der eisenreichen Legierungen, so daß auch hier eine weitgehende Analogie mit dem System *Fe–Ni* besteht.

Dem Neuauftreten des Ferromagnetismus auf der *Pt*-Seite entspricht auch das Verhalten der magnetischen Umwandlungspunkte. Von dem unmagnetischen Bereich ausgehend, steigen diese schnell zu einem flachen Maximum bei etwa 400° an (vgl. Abb. 1), nehmen dann allmählich wieder ab und verschwinden bei rund 70 Proz. *Pt* zu tiefen Temperaturen hin. Bei der Legierung mit 66,9 *Pt* wurde dementsprechend der magnetische Umwandlungspunkt bei etwa 75° gefunden, während eine Legierung mit 70 Proz. auch bei der Abkühlung auf flüssige Luft nicht mehr ferromagnetisch wurde. Die höherprozentigen Legierungen zeigen nur Paramagnetismus, der zum Platin hin allmählich abnimmt.

Von besonderem Interesse war nun die Frage nach den magnetischen Eigenschaften der im mittleren Teil des Gebiets stabilen Verbindungsphase *FePt*. Eine eingehende Untersuchung ergab, daß durch langsame Abkühlung, noch besser durch Anlassen der (von 1200° abgeschreckten) Legierungen bei 500 bis 700°, d. h. durch die Bildung der Verbindung *FePt* aus dem Mischkristall, stets eine wesentliche Abnahme der Sättigungsintensität gegenüber dem Zustand der abgeschreckten Legierungen eintritt. In diesem Mittelgebiet verläuft die Kurve der Sättigungswerte der geglühten Legierungen gemäß Zahlentafel 1 und Abb. 2 bedeutend niedriger als die der abgeschreckten, wobei im mittleren Bereich ein deutliches Minimum[1]) auftritt, während bei geringeren und höheren Konzentrationen beide Kurven sich wieder treffen. Der ursächliche Zusammenhang dieser Abnahme der magnetischen Eigenschaften mit dem Zerfall des Mischkristalls konnte durch zahlreiche Versuchsreihen erbracht werden, und zwar einmal durch eine Aufnahme der Anlaßzeitkurven, die die mit steigender Temperatur größer werdende Bildungsgeschwindigkeit der Verbindung erkennen lassen, weiter durch eine genaue Bestimmung der Glühtemperaturen von angelassenen Legierungen, bei denen ein sprungweises Wiederanwachsen der Magnetisierbarkeit eintritt (vgl. Abb. 6) und die dem Verlauf der Phasengrenze bzw. dem Existenzbereich der Verbindung entsprechen.

1) Siehe bes. A. Westgren, Zeitschr. angew. Chem. **45**, 33, 1932.

1) Ob die vergleichsweise geringere Differenz bei genau 50 At-Proz. *Pt*, die an verschiedenen Kontrollproben erhalten wurde, zufällig oder durch andere Effekte, wie sehr hohe Umwandlungsgeschwindigkeit, bedingt ist, konnte nicht sicher festgestellt werden.

Aus der beobachteten Abnahme der Magnetisierbarkeit mit dem Gehalt an der Verbindung *FePt* ergab sich nun die Frage, ob diese intermediäre Phase nur einen geringeren Sättigungswert besitzt als der Mischkristall oder ob sie

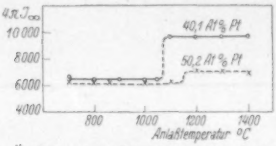


Abb. 6. Änderung der Sättigungsintensität mit der Wärmebehandlung.

vollständig unmagnetisch ist. Messungen der Sättigungsintensität allein ließen einen eindeutigen Schluß nicht zu, da, wie oben erwähnt, niemals die Endzustände, d. h. die reinen Phasen, sondern stets ein Gemenge beider erhalten wurde. Dagegen ergab sich ein Hinweis aus der Untersuchung der Magnetisierungstemperaturkurven, die, wie schon bei oberflächlicher Betrachtung zu ersehen, keine gleichmäßige, sondern eine stufenweise Abnahme erkennen ließen, was stets auf ein Gemenge zweier ferromagnetischer Phasen hinweist.

Zum Zwecke einer genauen Untersuchung dieser Erscheinungen wurden die Magnetisierungstemperaturkurven der Legierungen dieses Bereichs bei hohen Feldstärken aufgenommen. Als Beispiel für die dabei erhaltenen charakteristischen Ergebnisse diene die Abb. 7, die zwei Kurven der Legierung mit 40 Proz. *Pt* nach verschiedenen Wärmebehandlungen wiedergibt. Wird die Legierung von hohen Temperaturen abgeschreckt, wobei das Gefüge hauptsächlich

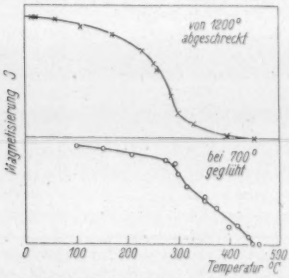


Abb. 7. Magnetisierungstemperaturkurven einer *FePt*-Legierung mit 40 Proz. *Pt* nach verschiedener Wärmebehandlung.

aus γ-Mischkristallen besteht, so tritt, wie man sieht, insbesondere der bei etwa 300° liegende Umwandlungspunkt hervor, der also als der Curiepunkt des γ-Mischkristalls anzusprechen ist, während nur ein kleiner Teil des Magnetismus bei höherer Temperatur verschwindet. Bei der angelassenen Legierung, die gefügemäßig größtenteils aus der Verbindungsphase besteht, verschwindet dagegen der größte Teil des Ferromagnetismus bei etwa 440°, während nur ein geringer Teil bei etwa 300° unmagnetisch wird; letzterer ist also als der Curiepunkt der Verbindung anzusprechen.

In ähnlicher Weise ergaben sich bei den anderen Legierungen dieses Konzentrationsbereichs zwei Temperaturstufen für das Verschwinden des Ferromagnetismus. Die so erhaltenen Curiepunkte, die natürlich mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet sind, sind in Abb. 1 eingezeichnet, aus der geschlossen werden kann, daß die Verbindung selbst noch ferromagnetisch ist und einen über 100° höher liegenden Umwandlungspunkt besitzt als der Mischkristall gleicher Zusammensetzung. Leider ließ sich der Mengenanteil der beiden Phasen auch aus diesen Messungen nicht mit genügender Genauigkeit abschätzen; immerhin ist es wahrscheinlich, daß wegen des veränderten Curiepunktes die Verbindungsphase auch einen veränderten Sättigungswert besitzt.

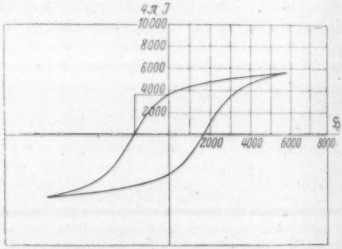


Abb. 8. Hystereseschleife einer Eisen—Platin-Legierung mit 50 At-Proz. *Pt*, abgeschreckt von 1300°.

Ein überraschendes und sehr bemerkenswertes Resultat ergab sich schließlich noch hinsichtlich der Hystereseeigenschaften der hochplatinhaltigen Legierungen: diese zeigen nämlich, wie Abb. 8 erkennen läßt, in dem Konzentrationsbereich der Verbindungsphase bei bestimmter Wärmebehandlung eine ganz außerordentliche Verbreiterung der Hystereseschleife, so daß hier die weitaus größten, bisher beobachteten Werte des magnetischen Energieinhalts festgestellt werden konnten. Die Höchstwerte der Schleifenverbreiterung wurden dabei bei 50 Proz. *Pt* und nach dem Abschrecken von 1200° gehalten, während Abweichungen von der Konzentration und Anlassen bei niederen Temperaturen zu wesentlich geringeren Zahlen führte (vgl. Abb. 9). Die günstigsten, von uns beobachteten Werte betrugen bei der Koerzitivkraft $\mathfrak{H}_c$ der Proben 1800 Gauß, bei der Remanenz

$\mathfrak{B}_R$ 3000 bis 4000 CGS, woraus sich Güteziffern $\mathfrak{B}_R \cdot \mathfrak{H}_c$ über $7 \cdot 10^6$ und maximale spezifische Leistungen $\frac{\mathfrak{B} \cdot \mathfrak{H}}{8\pi}$ über 80000 Erg/cm³ errechnen. Zum Vergleich sei dazu angegeben, daß die heute leistungsfähigsten Dauermagnetstähle aus *Ni–Fe–Al*-Legierungen eine Güteziffer von $3-4 \cdot 10^6$ besitzen, während andere bekannte Legierungen (wie *Al–Ag–Mn*-Bronzen, *Fe–Nd*-Legierungen[1]) trotz höherer Koerzitivkraft infolge ihrer niedrigen Remanenz wesentlich geringere spezifische Leistungen aufweisen. Wegen ihres hohen Preises dürften die oben genannten *Pt–Fe*-Legierungen eine wirtschaftliche Bedeutung kaum erlangen, doch werden sie gegebenenfalls in bestimmten Fällen für Sonderzwecke, bei denen der Preis gegenüber der Güteziffer nur eine untergeordnete Rolle spielt, wie Galvanometernadeln u. dgl., technische Anwendung finden können.

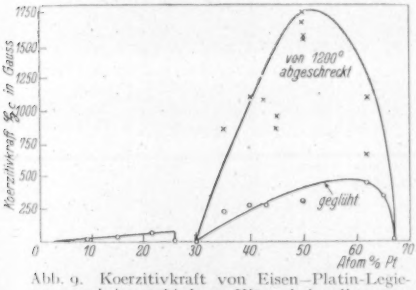


Abb. 9. Koerzitivkraft von Eisen–Platin-Legierungen bei verschiedenen Wärmebehandlungen.

Als Ursache einer so außerordentlichen Verbreiterung der Hystereseschleife können, wie wir aus experimentellen und theoretischen Untersuchungen[2]) der letzten Jahre wissen, nicht irgendwelche spezifischen Eigenschaften des Atombaues, sondern nur besonders große Spannungszustände im Gitter verantwortlich gemacht werden. Derartig hohe Spannungszustände sind nun entweder durch eine Heterogenität des Gefüges oder auch durch den Gitterumklappmechanismus bei einphasigen Umwandlungen zu erwarten: letzterer Fall ist hier mit großer Wahrscheinlichkeit anzunehmen. Es bildet sich trotz des raschen Abschreckens von 1200° aus der Mischkristallphase ein Teil der Verbindung *FePt*, wobei die jedenfalls geometrisch stetig mit homogener Gleitung der Atome verlaufende Gittersymmetrieänderung den stabilen Endzustand infolge der raschen Abkühlung nicht vollständig erreicht, sondern zu einem Zwischenzustand mit erheblichen Gitterverspannungen führt. Endgültiges läßt sich hierüber allerdings auf Grund der von uns durchgeführten Debye-Scherrer-Aufnahmen nicht sagen, muß vielmehr einer genaueren Untersuchung an Einkristallen vorbehalten bleiben, die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte. Es braucht nicht betont zu werden, daß die Aufklärung dieser Zusammenhänge wegen der weitgehenden Analogie mit den Umwandlungserscheinungen im *Fe–C*-Diagramm (Stahlhärtung) auch für diese technisch so wichtigen Fragen eine wesentliche Förderung erhoffen läßt.

1) Vgl. V. Drozzina u. R. Janus, Nature 135, 36, 1935.

2) Vgl. als zusammenf. Bericht: A. Kußmann, Arch. f. Elektrot. **29**, 297, 1935.

Zusammenfassung.

In der Legierungsreihe Eisen–Platin, deren Aufbau mikroskopisch und röntgenographisch untersucht wurde, ließen sich folgende magnetische Erscheinungen feststellen:

1. Auf der Eisenseite des Systems steigt die Sättigungsmagnetisierung durch Zugabe von *Pt* um etwa 10 Proz. über den Wert des reinen α-Eisens an und sinkt dann durch das Auftreten von kubisch-flächenzentrierten γ-Kristallen wieder ab. Irgendwelche Besonderheiten des Gitterbaues der α-Phase konnten nicht festgestellt werden.
2. Bei rund 26 At-Proz. *Pt* bestehen die Legierungen bei Raumtemperatur fast vollständig aus γ-Kristallen und sind nicht mehr ferromagnetisch.
3. Zwischen 30 und 70 At-Proz. *Pt* zeigen die *FePt*-Legierungen wieder ein Gebiet starken Ferromagnetismus (Sättigungswert $4\pi J_\infty$ bis 14000, Curiepunkte bis 450°). Träger der Magnetisierbarkeit ist dabei der kubisch-flächenzentrierte γ-Mischkristall, der sich unterhalb 1200° C in eine ebenfalls noch ferromagnetische Verbindung *FePt* (kubisch-raumzentriertes Gitter, $a = 2{,}88$ Å, ohne Überstruktur) umwandelt. Letztere hat einen um etwa 100° höher liegenden Curiepunkt und wahrscheinlich eine veränderte Sättigungsmagnetisierung als der Mischkristall gleicher Zusammensetzung.
5. In diesem Konzentrationsbereich zeigen die *FePt*-Legierungen weiter eine außerordentlich breite Hystereseschleife mit Koerzitivkräften bis zu 1800 Gauß bei einer Remanenz von 3000 bis 4000 CGS und damit die höchsten bisher bekannten Werte des magnetischen Energieinhalts. Als Ursache für diese Schleifenverbreiterung sind in erster Linie die starken Gitterverzerrungen anzusehen, die durch den (der Martensitumwandlung ähnlichen) Mechanismus des Übergangs vom Mischkristall- in das Verbindungsgitter auftreten.

(Eingegangen 9. Juli 1935.)

Experimentelle Untersuchung über den Luftwiderstand bei einer um eine mit der Windrichtung parallele Achse rotierenden Kugel.

Von S. Luthander und A. Rydberg[1]).

Mit Tafel XVI.

Der Luftwiderstand bei Körpern, die um eine mit der Windrichtung parallele Achse, die Windachse rotieren, wurde von Wieselsberger[2]) untersucht, der den Widerstand eines projektilförmigen Körpers, eines Zylinders mit dem Längenverhältnis 3,03:1 und einer kreisförmigen Scheibe bestimmte. Bei diesen Körpern war die Lage der Ablösungsstelle im voraus durch die Form (die Kanten) gegeben und die Messungen legten dar, daß sich der Widerstand kontinuierlich (parabelförmig) mit $\frac{u}{v}$ (u = Umfangsgeschwindigkeit, v = Anströmgeschwindigkeit) erhöht. Diese Zunahme war beim Projektil am größten, bei der Scheibe kaum merklich.

Es ist zu erwarten, daß bei einem rückwärts abgerundeten Gebilde, bei dem die Lage der Ablösungsstelle nicht im voraus fixiert ist, die Lage derselben, und dadurch auch die Größe des Widerstandes, durch die Rotationsbewegung des Modells beeinflußt wird. In diesem Fall kann angenommen werden, daß die Rotationsbewegung aus zwei Gründen auf das Aussehen des Strömungsbildes einwirkt:

1. weil die Rotation die relative Geschwindigkeit (und auch die Länge der Berührungsstrecke) zwischen der Fläche und der Luft erhöht und daher Anlaß zu einer stärkeren Grenzschicht gibt, und
2. weil die Fliehkraft des an der Rotation teilnehmenden Grenzschichtmaterials diesem die Neigung mitteilt, gegen den Äquator zu fließen.

Beide Erscheinungen treten gleichzeitig auf. Da indessen deren Wirkungen einander teilweise entgegengesetzt sind, ist es schwer, sich ohne unmittelbare Versuche eine Vorstellung davon zu machen, wie das Strömungsbild durch die Rotationsbewegung deformiert wird.

Die vorliegende Untersuchung befaßt sich mit einer rotierenden Kugel. Einerseits wird die Größe des Luftwiderstandes bestimmt, und andererseits wird eine qualitative Untersuchung über das Aussehen des Strömungsbildes bei verschiedenen Anströmungs- und Rotationsgeschwindigkeiten durchgeführt.

1) Die in Abschn. A beschriebenen Widerstandsbestimmungen sind von Civiling. A. Rydberg und Civiling. S. Larsson ausgeführt worden.

2) C. Wieselsberger, Über den Luftwiderstand bei gleichzeitiger Rotation des Versuchskörpers. Physik. Zeitschr. **28**, 84, 1927.

A. Bestimmung der Größe des Luftwiderstandes.

Versuchsanordnung. Das untersuchte Modell bestand aus einer Kugel mit 200 mm Durchmesser. Diese wurde aus Kupferblech mit 0,5 mm Stärke durch Drücken über eine Patrone in einer Druckdrehbank aus zwei Halbkugeln hergestellt, die mittels eines an der Innenseite der Kugelfläche angebrachten Ringes zusammengelötet wurden, welcher in der gegen die Windrichtung senkrechten Äquatorialebene lag. Die Oberfläche der Kugel war genau sphärisch und spiegelblank. Die Kugel war auf einer 20 mm starken, in Kugellagern gelagerten Stahlwelle montiert und das System dynamisch ausgewuchtet. Die Welle wurde unmittelbar von einem kleinen, durch eine elastische Kupplung (Gummiband) verbundenen Elektromotor angetrieben, dessen Drehzahl bis 4000 Umdr./Min. geregelt werden konnte und der auf einem starren Gestell aufgestellt war. Mittels Fassungen um die Kugellagerringe wurde die Welle mit der Kugel in zwei senkrechten, unten mit Spanngewichten belasteten Drahtfeldern aufgehängt, die ihrerseits mit dem Drahtsystem der Widerstandswaage derart verbunden waren, daß vor der Kugel keine störenden Drähte vorhanden waren.

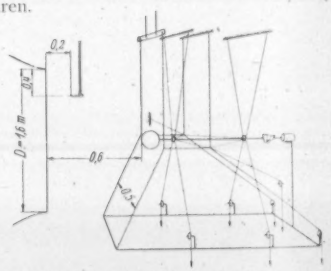


Fig. 1. Modellaufhängung für die Kräftebestimmung.

Ausführung der Versuche. Der Widerstand der Kugel wurde bei zwölf verschiedenen Umdrehungszahlen zwischen 0 und 3800 Umdr./Min. bestimmt. Diese Messungen wurden bei jeder Umdrehungszahl für eine Reihe Anströmungsgeschwindigkeiten zwischen 3,5 und 47,5 m/sek durchgeführt. Der Durchmesser der Kugel war derart angepaßt, daß R_{krit} (R = Reynoldssche Zahl) bei stillstehender Kugel eintrat, wenn die Strömungsgeschwindigkeit etwa 22 m/sek betrug. Die Auswuchtung war im allgemeinen vollständig. Bei n = 1400 Umdr./Min. traten indessen an der Kugel so heftige Erschütterungen auf, daß die Messungen bei dieser Umdrehungszahl unmöglich waren. Bei gewissen anderen

Umdrehungszahlen traten Erschütterungen an einzelnen Drähten des Systems auf. Es wurde jedoch angenommen, daß diese Erschütterungen keinen Einfluß auf die Größe der Luftkräfte hätten. Bei den meisten Meßreihen entstand in der Nähe von R_{krit} ein axiales Pendeln an der Kugel, welches auf keine Weise zu dämpfen oder zu verhindern war. Dieses Pendeln wurde wahrscheinlich durch die labile Lage der Ablösungsstelle innerhalb dieses R-Bereiches hervorgerufen und verursachte bei der Bestimmung des Widerstandes eine gewisse Schwierigkeit.

Die Umdrehungszahl wurde mittels eines durch Feder angetriebenen Stroboskops bestimmt und innerhalb jeder Meßreihe so konstant wie möglich gehalten.

Der Staudruck wurde mittels Pitotröhre in einem Punkte des Strahles bestimmt, dessen Lage im Verhältnis zur Kugel aus Fig. 1 ersichtlich ist. Durch eine besondere Untersuchung wurde festgestellt, daß die Kugel in diesem Punkte die Geschwindigkeit nicht merkbar beeinflußte.

Zwecks Berechnung von R ist es notwendig, v (= Anströmungsgeschwindigkeit) und ν (= kinematische Zähigkeit) zu kennen. Da die Berechnung dieser beiden Größen die Kenntnis der Lufttemperatur und des Luftdruckes voraussetzt, wurden diese letzteren für jede Meßreihe ermittelt. Der Barometerstand wurde bei jeder Reihe einmal bestimmt, während die Temperatur jede 10. bis 20. Minute abgelesen wurde.

Der Luftwiderstand des Aufhängesystems einschließlich Rotationswelle wurde bestimmt, nachdem die Kugel an ihrem Platze vor der Welle angebracht war. Wegen der eintretenden Erschütterungen war diese Tarierung bei anderen Umdrehungszahlen als 1500 Umdr./Min. unmöglich gemacht. Bei letzterer Umdrehungszahl wurde eine unbedeutende Zunahme des Tarawiderstandes im Vergleich zum Widerstande bei stillstehender Welle wahrgenommen. Es wurde angenommen, daß diese Zunahme durch die, wenn auch geringen, Vibrationen, die bei dieser Umdrehungszahl auftraten, verursacht wurde, weshalb die Schlußergebnisse in sämtlichen Meßreihen unter Zugrundelegung des bei stillstehender Welle erhaltenen Tarawiderstandes berechnet worden sind.

Meßgenauigkeit. Wegen der ungleichförmigen Luftgeschwindigkeit entsteht bei den Beobachtungen des Staudruckes ein Fehler, der auf höchstens 0,5 Proz. geschätzt werden kann. Der Nulleinstellungsfehler des Manometers beträgt etwa 0,1 Proz., so daß also der Maximalfehler in q (= Staudruck) 0,6 Proz. beträgt. Für ϱ (= Luftdichte) wurde bei den Berechnungen in jeder Versuchsreihe mit einem Durchschnittswert gerechnet, die Abweichungen betragen etwa 0,5 Proz. Der Maximalfehler für den berechneten Geschwindigkeitswert beträgt demgemäß etwa 0,6 Proz. Auf Grund der Druck- und Temperaturablesungen wurden die ν-Werte aus vorhandenen Diagrammen[1]) bestimmt. Der Fehler in den Temperaturablesungen kann als sehr gering angenommen werden. Deshalb wird der Fehler für die berechneten R-Werte höchstens 0,6 Proz. betragen.

Der Fehler beim Wägen der Widerstände betrug innerhalb der stabilen Widerstandsbereiche höchstens 1,5 Proz. Hieraus kann der Höchstfehler für die berechneten Werte des Widerstandskoeffizienten (c_w) für die Kugel auf ungefähr 5 Proz. eingeschätzt werden. Innerhalb des labilen Widerstandsbereiches ist der Fehler größer, aber seine Größe kann nur unsicher angegeben werden.

Versuchsergebnisse. Aus den beobachteten Werten wurden

$$c_w = \frac{1}{qF} \cdot W$$

und

$$R = \frac{vd}{\nu}$$

berechnet, wobei

$$F = \frac{\pi d^2}{4} = \text{Äquatorialebene der Kugel und}$$

W = Kugelwiderstand ist.

In den Diagrammen Fig. 2—3 sind die derart berechneten Werte für c_w als Funktion von R eingetragen. Die durch kleine Kreise bezeichneten Meßpunkte wurden bei zunehmender und die mit Kreuzen bezeichneten Punkte bei abnehmender Geschwindigkeit erhalten. Die in Fig. 3 angegebenen Kurven sind bei zunehmender Geschwindigkeit erhalten. Bei $n = 0$ Umdr./Min. fallen die bei zu- und abnehmender Geschwindigkeit erhaltenen Kurven zusammen. Dies ist bei den höheren Umdrehungszahlen gewöhnlich nicht der Fall. Besonders zwischen $n = 2300$ und 2900 Umdr./Min. trat bei abnehmender Geschwindigkeit die kritische Stelle der c_w-Kurve bei kleineren R-Werten ein als bei zunehmender Geschwindigkeit. Bei den beiden höchsten Umdrehungszahlen ($n = 3500$ und 3800 Umdr./Min.) verschob sich mit abnehmender Geschwindigkeit der linke Teil der c_w-Kurve nach kleineren R-Werten als aus Fig. 3 hervorgeht. In Fig. 4 wurden die c_w-Werte, die bei zunehmender Geschwindigkeit erhalten worden sind, als Funktion von R mit $\frac{u}{v}$ als Parameter aufgetragen $\left(u = \omega \cdot \frac{d}{2}\right.$, wobei ω = Winkel-

1) Ergebnisse der A.V.A. Göttingen, Lief. I.

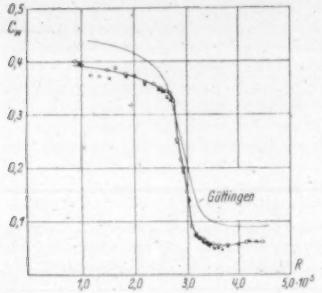


Fig. 2.

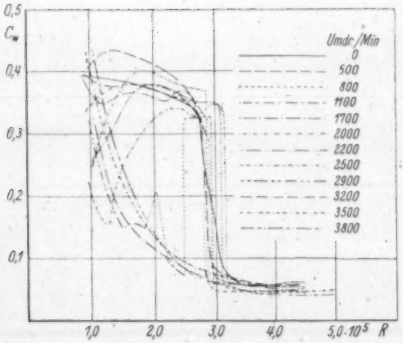


Fig. 3.

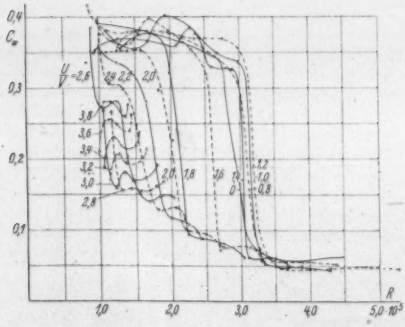


Fig. 4. Widerstandszahl c_w bei verschiedenen R- und u/v-Werten.

geschwindigkeit und v = Luftgeschwindigkeit an der Pitotröhre).

B. Untersuchung über das Aussehen des Strömungsbildes.

Versuchsanordnung und Ausführung des Versuches. Das Aussehen des Strömungsbildes wurde mit Hilfe von durch Titantetrachlorid erzeugtem Rauch beobachtet. Die Flüssigkeit wurde hierbei an einen Punkt der Oberfläche der Kugel vermittels eines die Oberfläche tangierenden Kapillarrohres herangeführt. Hierbei folgte der Rauch der Grenzschichtströmung, die Lage der Ablösungsstelle sowie die Außenumrisse des Totluftbereiches wurden dadurch ziemlich scharf markiert (Beispiele: Blitzlichtbilder Fig. 5–10, s. Tafel XVI). Da mit diesem Verfahren nur eine verhältnismäßig geringe Menge Rauch erzeugt werden kann, wird sich, wenn der Rauch an der Rückseite zugeführt wird, die Ablösungsstelle scheinbar weiter rückwärts befinden, als wenn der Rauch an der Vorderseite zugeführt wird.

Während eines Vorversuches wurde festgestellt, daß die Umgrenzungslinie des Totluftbereiches eine der in Fig. 11 skizzierten Formen annehmen kann. Die Lage der Ablösungsstelle wird verschoben sowohl wenn die Anströmgeschwindigkeit bei gleichbleibender Umdrehungszahl als auch dann, wenn die Umdrehungszahl bei gleichbleibender Geschwindigkeit verändert wird.

Um diese Erscheinung näher zu klären, wurde eine systematische Untersuchung der Lage der Ablösungsstelle bei verschiedenen Geschwindigkeiten und verschiedenen Umdrehungszahlen vorgenommen, wobei der Rauch an der Rückseite zugeführt wurde. Diese Untersuchungen

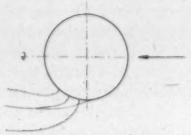


Fig. 11. Formen des Totluftbereiches.

bezweckten auch, die physikalische Ursache zu den Veränderungen der Widerstandskurven in Abhängigkeit von den Anström- und Rotationsgeschwindigkeiten zu erörtern.

Die Lage der Ablösungsstelle auf der Kugel wurde mit Hilfe von auf der Oberfläche eingezeichneten Breitenkreisen mit einem Abstand von 2 cm voneinander ungefähr festgelegt. In gewissen Fällen war die Lage der Ablösungsstelle

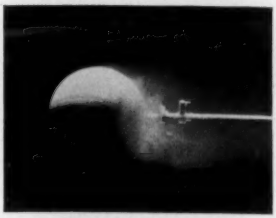


Fig. 5. $n = 0$, $v = 5$ m/sek.

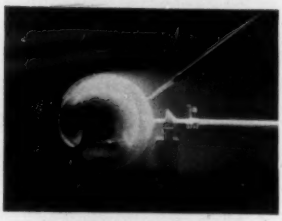


Fig. 6. $n = 0$, $v = 12$ m/sek.

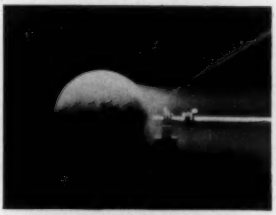


Fig. 7. $n = 0$, $v = 27{,}5$ m/sek.

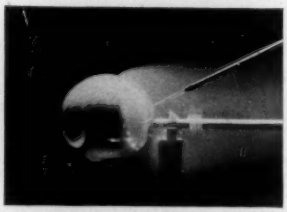


Fig. 8. $n = 3100$ Umdr./Min., $v = 5$ m/sek.

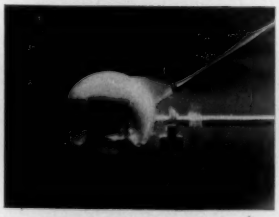


Fig. 9. $n = 3100$ Umdr./Min., $v = 12$ m/sek.

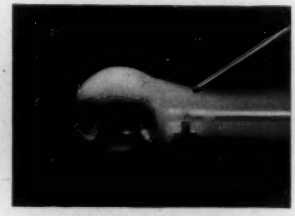


Fig. 10. $n = 3100$ Umdr./Min., $v = 24$ m/sek.

Fig. 5—10. Photographische Strömungsaufnahmen.

sehr labil. Die aufgezeichneten Kurven stellen daher insbesondere innerhalb dieser Bereiche nur ziemlich grobe Durchschnittswerte dar.

Wurde die Flüssigkeit so nahe wie möglich an den Polen der Kugel zugeführt, konnte auch der sog. Turbulenzpunkt beobachtet werden, d. h. jener Punkt, in welchem die Grenzschichtströmung von laminarer in turbulente Strömung übergeht. Diese Bestimmung war jedoch nur bei geringen Anströmgeschwindigkeiten möglich und auch hier nur ziemlich unsicher.

Bei sämtlichen Rauchversuchen kam eine andere Lagerungsvorrichtung für die Kugelwelle zur Verwendung als bei den Widerstandsmessungen dergestalt, daß für ersteren Zweck die Welle in stromlinienförmigen Stützen gelagert wurde. Die Auswuchtung war nicht vollständig, weshalb bei den höheren Umdrehungszahlen geringere Vibrationen auftraten (die Amplitude derselben wurde auf höchstens einige Zehntel von 1 mm geschätzt).

Versuchsergebnisse. Die Lage der Ablösungsstelle bei verschiedenen Umdrehungszahlen und Anströmgeschwindigkeiten ist aus

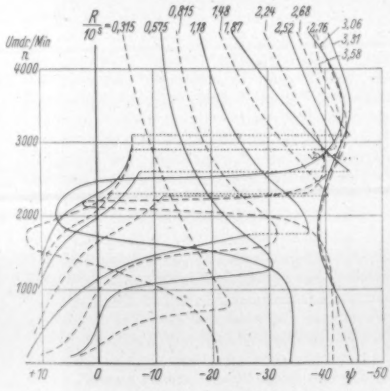


Fig. 12. Lage der Ablösungsstelle. (Die Richtung von ψ ist wie in der Fig. 13 definiert.)

der Fig. 12 ersichtlich. Im folgenden werden zunächst die Kurven der Fig. 12 mit den Widerstandskurven nach Fig. 4 verglichen.

Wenn die Anströmgeschwindigkeit so niedrig ist, daß die Grenzschicht an der Vorderseite laminar ist, liegt die Ablösungsstelle bei stillstehender Kugel etwa 15° vor dem Äquator. Wird die Drehzahl der Kugel bei unveränderter Luftgeschwindigkeit langsam von 0 her erhöht, so verschiebt sich die Ablösungsstelle zuerst nach und nach in der Windrichtung und erreicht bei einer gewissen Umdrehungszahl eine äußerste rückwärtige Lage an der Rückseite der Kugel, um bei weiterer Zunahme der Umdrehungszahl die Richtung zu ändern und sich zum Äquator hin zu verschieben. Diese Wanderung der Lage der Ablösungsstelle kommt in den Veränderungen der c_w-Werte in Fig. 4 zum Ausdruck (siehe z. B. die c_w-Werte für $R = 1{,}18 \cdot 10^5$ bei verschiedenen Werten für $\frac{u}{v}$).

Bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten wurde, noch bevor die äußerste rückwärtige Lage erreicht war, also als die Ablösungsstelle zwischen dem Äquator und dieser rückwärtigen Endlage lag, eine Rotation der äußeren Teile des Totluftbereiches beobachtet. Diese Rotation konnte sehr leicht wahrgenommen werden, da das Totluftbereich während der Rotation unsymmetrisch an der Rückseite der Kugel (zwischen zwei Ablösungsgrenzen pendelnd) zu liegen schien. Bei weiterer Zunahme der Umdrehungszahl der Kugel stabilisierte sich die Ablösungsstelle (ohne Rotation des Totluftbereiches) in der äußersten rückwärtigen Lage. Wurde die Umdrehungszahl der Kugel wieder herabgesetzt, nahm die Rotation des Totluftbereiches von 0 auf einige wenige Umdrehungen je Sekunde zu, während sich die Ablösungsstelle in der Richtung gegen den Äquator zu verschob. Die Unsymmetrie wurde geringer und bei weiterer Herabsetzung der Umdrehungszahl der Kugel, als sich die Ablösungsstelle in der Nähe des Äquators befand, nahm die Rotation des Totluftbereiches sehr schnell zu. Wenn die Ablösungsstelle nur unbedeutend vor dem Äquator lag, konnte nicht festgestellt werden, ob das Totluftbereich rotierte.

Wenn die Anströmungsgeschwindigkeit so groß ist, daß bei stillstehender Kugel die Lage der Ablösungsstelle labil ist, verursacht ein Zunehmen der Rotation der Kugel anfangs, daß die Durchschnittslage der Ablösungsstelle nach vorn (entgegen der Windrichtung) verschoben wurde. Hierbei wird die Ablösungslage immer stabiler und erreicht bei einer gewissen Drehzahl eine vordere Endlage unmittelbar vor dem Äquator. Bei der hier in Frage stehenden Kugelgröße war diese Umdrehungszahl von der Größenordnung 2000 Umdr./Min. Bei weiterer Zunahme der Umdrehungszahl verschiebt sich die Ablösungsstelle schnell nach rückwärts in eine rückwärtige Endlage an der Rückseite der Kugel, um bei weiterer Erhöhung der Umdrehungszahl wieder Neigung zu zeigen, sich gegen den Äquator zu verschieben. Auch diese Wanderungen der Ablösungsstelle werden in den Widerstandswerten der Fig. 4 widergespiegelt. Siehe z. B. die Kurven für $R = 2{,}76 \cdot 10^5$ in Fig. 2 und vgl.

damit die c_w-Werte für den gleichen R-Wert und verschiedene Werte von $\frac{u}{v}$ in Fig. 4.

In gleicher Weise, wie dies bezüglich des niedrigeren Geschwindigkeitsbereiches beschrieben worden ist, wurde auch bei dem zuletzt behandelten Geschwindigkeitsbereiche eine Rotation der äußeren Teile des Totluftbereiches bei entsprechenden Lagen der Ablösungsstelle beobachtet. Rotation wurde auch bei verhältnismäßig geringen Umdrehungszahlen, bevor noch die Ablösungsstelle vor den Äquator verschoben wurde, wahrgenommen. In der letzteren Lage jedoch konnte keine Rotation des Totluftbereiches beobachtet werden.

Bei sehr hoher Anströmgeschwindigkeit ist auf Grund der stärkeren Turbulenz in der Grenzschicht an der Vorderseite der Kugel die rückwärtige Ablösungsstelle bereits von Anfang an ziemlich stabil, und die Rotation bewirkt zu Beginn nur, daß eine Neigung, dieselbe nach vorwärts (entgegen der Windrichtung) zu verschieben, auftritt. Nachdem bei weiterer Erhöhung der Umdrehungszahl die rückwärtige Endlage erreicht worden ist, bewirkt eine noch weitere Zunahme der Rotationsgeschwindigkeit eine Vorwärtsverschiebung der Ablösungsstelle, die etwa der gleichen Größenordnung wie bei den vorher besprochenen Geschwindigkeitsbereichen entspricht (s. z. B. die Kurve $R = 3{,}31 \cdot 10^5$ in Fig. 12).

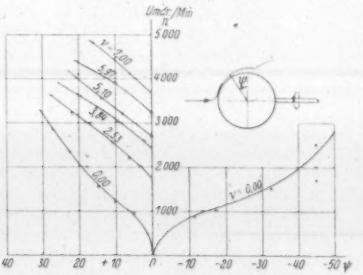


Fig. 13. Lage des Turbulenzpunktes bei kleinen Anströmungsgeschwindigkeiten.

Eine ungefähre Ermittlung der Lage des Turbulenzpunktes (siehe Fig. 13) ergab, daß dieselbe bei geringen Luftgeschwindigkeiten durch die Rotationsgeschwindigkeit derart beeinflußt wird, daß, wenn die Rotationsgeschwindigkeit bei gleichbleibender Anströmgeschwindigkeit zunimmt, der Turbulenzpunkt nach vorwärts entgegen der Windrichtung gedrückt wird (der Winkel ψ nimmt zu). Wenn dagegen bei gleichbleibender Umdrehungszahl die Anströmgeschwindigkeit zunimmt, verschiebt sich die Lage des Turbulenzpunktes mit dem Winde gegen den Äquator. Zufolge des Einflusses der Welle ist die Turbulenz an der Rückseite (bei $v = 0$) größer als an der Vorderseite.

C. Besprechung der Ergebnisse.

Nach dem oben Ausgeführten können also die Variationen in den Widerstandswerten nach Fig. 4 auf eine durch die Rotation bedingte Variation in der Form des Totluftbereiches oder der Lage der Ablösungsstelle nach Fig. 12 zurückgeführt werden.

Der Einfluß der Rotation andererseits auf die Lage der Ablösungsstelle kann auf folgende Weise erklärt werden.

Die bei geringen Anströmgeschwindigkeiten beobachtete allmähliche Verschiebung der Ablösungsstelle nach rückwärts, wenn die Umdrehungszahl von Null aus ansteigt, kann nicht durch eine an der Vorderseite der Kugel entstehende Turbulenz verursacht werden. Dies ist leicht einzusehen, wenn man, wie dies nachstehend dargestellt wird, für die Vorderseite der Kugel eine Reynoldssche Zahl bildet. Zum Beispiel für die Kurve $R = 0{,}25 \cdot 10^5$ in Fig. 12 erhält diese Reynoldssche Zahl bei 300 Umdr./Min. den Wert von 66400. Hierbei hat sich bereits die Ablösungsstelle nach dem Äquator verschoben. Der entsprechende Wert für eine stillstehende Kugel und eine Anströmgeschwindigkeit, die R_{krit} entspricht, bei welcher ja die Grenzschicht an der Vorderseite der Kugel Turbulenz aufzuweisen beginnt, beträgt etwa 220000, ist also mehr als dreimal so groß.

Die Ursache zu der genannten, bei Beginn der Rotation einsetzenden Verschiebung der Ablösungsstelle nach rückwärts muß daher auf dem Einfluß der Fliehkraft beruhen. Die Fliehkraft verursacht einen zusätzlichen Druckabfall gegen den Äquator, wodurch die Grenzschichtströmung an der Vorderseite der Kugel beschleunigt wird, so daß die erhöhte lebendige Kraft des Mediums in der Grenzschicht die Ablösungsstelle hinter die Lage zu drücken vermag, die sie bei stillstehender Kugel einnimmt.

Wenn die Umdrehungszahl weiter zunimmt, verschiebt sich die Ablösungsstelle verhältnismäßig schnell in die rückwärtige Endlage, und die hierbei beobachtete Labilität (begleitet von einer Rotation in den äußeren Zonen des Totluftbereiches) deutet darauf hin, daß der Eintritt der Turbulenz begonnen hat. Durch Abschätzen des R-Wertes für die Vorderseite der Kugel auf ähnliche Weise wie bei niedriger Umdrehungszahl findet man auch, daß der Wert nun so hoch ist, daß angenommen werden kann, daß Turbulenz in der Grenzschicht vorhanden ist. Siehe

wieder die Kurve für $R = 0{,}315 \cdot 10^5$ in Fig. 12. Die oben beschriebene Labilität wurde beispielsweise bei $n = 700$ Umdr./Min. beobachtet. In diesem Fall beträgt die für die Vorderseite der Kugel berechnete Reynoldssche Zahl 195000 und ist daher von der gleichen Größenordnung wie die für voll ausgebildete Turbulenz bei stillstehender Kugel geltende, nämlich 220000.

Nachdem die Umdrehungszahl auf den Wert gestiegen ist, welcher der rückwärtigen Lage der Ablösungsstelle entspricht, wird eine weitere Drehzahlerhöhung keine weitere Verschiebung der Ablösungsstelle nach rückwärts verursachen, da sich nunmehr die Fliehkraft des Grenzschichtmediums an der Rückseite der Kugel bemerkbar macht. Eine weitere Drehzahlerhöhung führt daher eine Verschiebung der Ablösungsstelle nach vorn mit sich (siehe z. B. die Kurve für $R = 0{,}315 \cdot 10^5$ in Fig. 12, $n > 800$ Umdr./Min.).

Der Einfluß der Fliehkraft dürfte auch die Ursache zu der Verschiebung der Ablösungsstelle nach vorn sein, die bei einer Anströmgeschwindigkeit, welche in unmittelbarer Nähe der kritischen Anströmgeschwindigkeit für die stillstehende Kugel liegt, beobachtet wurde, wenn die Drehzahl von 0 auf etwa 2000 Umdr./Min. erhöht wird. Die hierbei wahrgenommene Labilität der Ablösungsstelle, welche darauf beruht, daß die Turbulenz an der Vorderseite der Kugel noch nicht vollständig ausgebildet ist, führt dazu, daß die Lage der Ablösungsstelle verhältnismäßig leicht durch die Fliehkraft des Grenzschichtmediums an der Rückseite beeinflußt werden kann. Diese verursacht also, daß die Lage der Ablösungsstelle nach dem Äquator zu verschoben wird. Bei einer gewissen Drehzahl in der Nähe von 2000 Umdr./Min. stabilisiert sich diese Lage sogar vor dem Äquator. Dieser Zustand herrscht bei zunehmender Drehzahl nur so lange, bis die durch die Rotation an der Vorderseite der Kugel verursachte Turbulenz die Ablösungsstelle gegen die rückwärtige Endlage verschiebt. Steigt hierauf die Drehzahl noch weiter, treten gleiche Verhältnisse wie bei der niedrigen Anströmgeschwindigkeit auf.

Ist die Anströmgeschwindigkeit so groß, daß die Lage der Ablösungsstelle bereits bei der Drehzahl 0 auf der Rückseite der Kugel stabilisiert ist (überkritische Geschwindigkeit), vermag die Rotation, auch wenn die Drehzahl sich um 2000 Umdr./Min. hält, der Ablösungsstelle nur eine Neigung, sich nach vorn zu verschieben, mitzuteilen. Bei noch weiter gesteigerter Rotation wird die Turbulenz an der Vorderseite verstärkt und die Ablösungsstelle wieder gegen die rückwärtige Lage verschoben, aus der sie bei noch weiter gesteigerter Rotation durch die Fliehkraft auf gleiche Weise wie bei den niedrigeren Anströmgeschwindigkeiten nach vorwärts gedrängt wird.

Es ist von Interesse, die vorgenannte Erwägung bezüglich einer Reynoldsschen Zahl für die Vorderseite der Kugel auch im Anschluß teils an die beobachteten Widerstandswerte der Fig. 4 und teils an die Beobachtungen der Lage des Turbulenzpunktes in Fig. 13 auszuwerten.

Die erwähnte Erwägung kann auf folgende Weise erklärt werden: Die relative Geschwindigkeit zwischen der Oberfläche der Kugel und einem in einem Winkelabstand $\psi°$ vom Äquator liegenden Luftteilchen in der Außenseite der Grenzschicht (wo ein Mitreißen nicht vorhanden ist) setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

$$v(\psi) = 1{,}5\, v \cdot \cos\psi$$

und

$$u(\psi) = R \cos\psi \cdot \omega$$

parallel mit bzw. senkrecht auf eine durch die Kugel gelegte Meridianebene. Der Ausdruck $v(\psi)$ setzt eine Potentialströmung um die Kugel voraus. Die relative Geschwindigkeit bildet also mit der durch die Kugel gehenden Meridianebene einen Winkel φ nach folgender Gleichung

$$\varphi = \operatorname{arc\,tg} \frac{u(\psi)}{v(\psi)} = \frac{R\omega}{1{,}5\, v},$$

der also von der Koordinate ψ unabhängig ist. Die Größe der relativen Geschwindigkeit kann auch folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$v_r(\psi) = \frac{v(\psi)}{\cos\varphi}.$$

Die Länge der Berührungsstrecke zwischen der Kugel und dem erwähnten Luftteilchen bei dessen Wanderung mit der Strömung vom Pol ($\psi = 90°$) nach der Breite $\psi°$ kann durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$x(\psi) = \int_0^{s(\psi)} \frac{ds}{\cos\varphi} = \frac{s(\psi)}{\cos\varphi},$$

wo $s(\psi)$ die Bogenlänge, gemessen auf dem Meridian und vom Pol aus gerechnet, ist.

Auf analoge Weise wie bei ebenen Platten kann man nun aus den Größen v_r und x eine Reynoldssche Zahl bilden:

$$R_{\text{Anlauf}} = \frac{v_r(\psi) \cdot x(\psi)}{\nu} \qquad (1)$$

und aus der Analogie mit den Platten darauf schließen, daß bei einem gewissen kritischen Wert dieser Zahl Turbulenz in der Grenzschicht

eintritt. Auf diese Weise wurde die vorstehend eingesetzte Reynoldssche Zahl für die Vorderseite der Kugel berechnet, wobei $\psi = 0°$ angenommen wurde.

Bei der Anwendung dieser Erwägung auf die Widerstandswerte in Fig. 4 wird angenommen, daß innerhalb des kritischen Geschwindigkeitsbereiches (wo der Widerstand mit zunehmender Geschwindigkeit schnell sinkt) bei verschiedenen $\frac{u}{v}$-Werten der gleiche Wert für den Widerstand erhalten wird, wenn die Turbulenz in der Grenzschicht in den verschiedenen Fällen bei einem und demselben ψ-Werte eintritt. Gemäß dem oben Angeführten ist dies der Fall, wenn in den verschiedenen Fällen R_{Anlauf} den gleichen Wert hat. Trifft dies zu, dann erhält man offenbar

$$s(\psi) \cdot v(\psi) = x'(\psi) \cdot v'_r(\psi) = \frac{s(\psi)}{\cos\varphi} \cdot \frac{v'(\psi)}{\cos\varphi}$$

$$\frac{v'(\psi)}{v(\psi)} = \frac{v'}{v} = \frac{R'}{R} = \cos^2\varphi\,, \qquad (2)$$

wo v und v' die Anströmgeschwindigkeit mit bzw. ohne Rotation der Kugel ist.

Der Widerstand muß also einen gleichbleibenden Wert haben, wenn $\frac{R'}{\cos^2\varphi}$ gleichbleibend ist. Um festzustellen, inwiefern dies der Wirklichkeit entspricht, wird teils der aus den verschiedenen Werten für $\frac{u}{v}$ (= verschiedene φ-Werte) berechnete Wert des Verhältnisses $\frac{R'}{R}$ und teils der aus Fig. 4 bei $c_w = 0{,}2$ berechnete Wert für $\frac{R'}{R}$ als Funktion von $\frac{u}{v}$ aufgetragen (siehe Fig. 14).

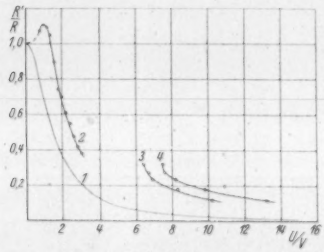


Fig. 14. 1. $\cos^2\varphi$. 2. R'/R bei $c_w = 0{,}2$ nach Fig. 4. 3. v'/v bei $\psi = 10°$ nach Fig. 13. 4. v'/v bei $\psi = 20°$ nach Fig. 13.

Die in Fig. 13 zusammengestellten Beobachtungen über die Lage des Turbulenzpunktes bei geringen Anströmgeschwindigkeiten werden auf folgende Weise ausgewertet. Das Verhältnis $\frac{v'}{v}$ zwischen der Anströmgeschwindigkeit v', welche der Lage des Turbulenzpunktes gemäß ψ entspricht, und der Anströmgeschwindigkeit $v = 22$ m/sek, dem etwaigen Werte der kritischen Geschwindigkeit bei der Drehzahl 0, wird zusammen mit dem aus Gleichung (2) errechneten Verhältnis als Funktion von $\frac{u}{v}$ aufgetragen. In Fig. 14 wurden diese Kurven für zwei verschiedene, angenommene Lagen des Turbulenzpunktes, nämlich für $\psi = 10°$ und $\psi = 20°$, eingezeichnet.

Aus Fig. 14 ist ersichtlich, daß die aus dem Beobachtungsmaterial errechneten Kurven nur in qualitativer Hinsicht durch die aus der Erwägung abgeleiteten Kurven richtig dargestellt werden können.

Der Grund zu der fehlenden Übereinstimmung in quantitativer Hinsicht ist darin zu suchen, daß die äußerst vereinfachte Erwägung, welche der abgeleiteten Kurve zugrunde gelegt wurde, mehrere in Wirklichkeit vorhandene Faktoren großer Bedeutung nicht berücksichtigt. Denn es wurde der Einfluß der Fliehkraft vollständig vernachlässigt und in gleicher Weise auch der Einfluß des Mitreißens in der Grenzschicht. Diese beiden vernachlässigten Faktoren haben in Wirklichkeit einen Einfluß in der Richtung, daß φ kleiner als der hier verwendete Wert wird, der nur für die Strömung unmittelbar außerhalb der Grenzschicht gilt. Bei einem kleineren Werte für φ schließt sich die errechnete Kurve besser den beobachteten an. Ferner wurde beim Abschätzen der Geschwindigkeit der Kugelströmung dieselbe als Potentialströmung angenommen. Schließlich wurde angenommen, daß der Wert aus dem Produkte $v \cdot x$ (x = Anlaufstrecke) für die Lage des Turbulenzpunktes entscheidend ist, eine Aussage, die in dieser einfachen Form nur für die ebene Platte gilt.

Aus der qualitativen Übereinstimmung kann man indessen den Schluß ziehen, daß die gemachte Erwägung jenen Faktor berücksichtigt, der für die Lage der Ablösungsstelle in erster Linie entscheidend ist

Diese Untersuchung ist im Flugtechnischen Institut der Kgl. Technischen Hochschule in Stockholm auf Anregung des Herrn Professor Dr. Ivar Malmer ausgeführt worden. Wir möchten nicht unterlassen, ihm an dieser Stelle unseren verbindlichsten Dank für die uns während der Ausführung der Arbeit zuteil gewordene Hilfe auszusprechen.

Stockholm, im Mai 1935.

(Eingegangen 1. Juni 1935.)

Absolute Farbenempfindlichkeit photographischer Schichten.

Von Martin Biltz.

I. Ältere Arbeiten.

Vor zwei Jahren wurde die absolute Empfindlichkeit einiger photographischer Schichten bei den Wellenlängen $\lambda = 436$ mμ und $\lambda = 546$ mμ gemessen (1)[1]. Die Empfindlichkeit wurde in $\frac{cm^2}{erg}$ angegeben und stellte den reziproken Wert der zur Erreichung der Schwärzung 0,1 über dem Schleier notwendigen Belichtung dar, und zwar bei einer Belichtungszeit von 0,050 sec und einer 7 min bei 18° C ausgeführten Entwicklung in Metol-Hydrochinon-Entwickler nach DIN 4512 (2). In der vorliegenden Arbeit sollen unsere damaligen Messungen der Farbenempfindlichkeit, die sich auf zwei Stellen des Spektrums beschränkten, über das ganze Spektralgebiet ausgedehnt werden.

Auf die seitdem noch fortgesetzten einschlägigen Untersuchungen Schmiescheks (3), der nicht eigentliche Empfindlichkeiten bestimmte, sondern Schwärzungsverteilungskurven aufnahm, braucht an dieser Stelle nicht näher eingegangen zu werden, da hierzu schon eingehend begründete Kritiken vorliegen (4).

Inzwischen hat bereits Stobbe (5) die zur Erreichung der Schwärzung 0,1 über dem Schleier notwendigen Energien pro cm² Schichtoberfläche für einige photographische Schichten zwischen $\lambda = 400$ mμ und $\lambda = 900$ mμ ausgemessen; er gibt jedoch keine absoluten Werte, da ihm ein Energiemeßgerät nicht zur Verfügung stand. Stobbe beleuchtete den Spalt eines Gitterspektrographen mit einer Lampe der Farbtemperatur 2700° K[2]) und nahm als Energieverteilung in dem erhaltenen Spektrum die Energieverteilung eines schwarzen Körpers der Temperatur 2700° K an. Mit diesem Spektrum belichtete er jede der zu prüfenden photographischen Schichten achtmal mit verschiedenen Lichtintensitäten je 30 sec. Die Lichtintensität wurde durch ein Nicol-System von einer Belichtung zur nächsten jedesmal um den Faktor $\sqrt{10}$ abgeschwächt. Die belichteten Schichten entwickelte Stobbe in Rodinal bei 18 bis 20° C. Es ist ihm bekannt, daß „die mitgeteilten Werte in aller Strenge nur einen Vergleich der Empfindlichkeiten verschiedener Plattensorten bei einer Wellenlänge gestatten". Dies ist in der Tat der Fall: Setzt man selbst voraus, daß die der Berechnung der spektralen Energieverteilung zugrunde gelegte Farbtemperatur, über deren Ermittelung keine ausführlichen Angaben vorliegen, zutrifft, so ist zu bedenken, daß die Wolframlampe kein reiner Graustrahler ist (6) und daher die mit der Planckschen Formel aus der auf visuellem Wege bestimmten Farbtemperatur (7) berechnete spektrale Energieverteilung nicht völlig richtig ist. Allerdings dürfte dieser Fehler nur gering sein (8). Von größerer Bedeutung ist jedoch die selektive Absorption des Spektrographen, die von Apparat zu Apparat verschieden ist, und durch welche die Energieverteilung der beleuchtenden Lampe stark verändert werden kann. Nach Lehmann (9) ändert sich das Verhältnis der Durchlässigkeiten praktisch gebrauchter Gitterabformungen innerhalb des sichtbaren Gebietes bis zu dem Verhältnisse von etwa 1:3. Die relative Durchlässigkeit eines von Dziobek und Schmieschek (10) geprüften Gitterspektrographen stieg zwischen 670 mμ und 480 mμ von 21 auf 52 Proz.; Nichtberücksichtigung dieser Tatsache würde im vorliegenden Falle einen Fehler von 250 Proz. hervorrufen und sich bei Ausdehnung der Messung nach der blauen und der roten Seite hin voraussichtlich noch weiter erhöhen. Trotz dieser Unvollkommenheiten der Stobbeschen Messungen bildet seine Arbeit einen wertvollen Schritt in der Messung der spektralen Empfindlichkeit photographischer Platten, und es wird sich im Laufe der vorliegenden Abhandlung Gelegenheit geben, auf seine Messungen noch näher einzugehen.

II. Versuchsanordnung.

Zur Messung der absoluten Empfindlichkeit einer photographischen Schicht wurde eine Reihe von Spektren mit abgestuften, genau bekannten Energien pro Flächeneinheit eine bestimmte Zeitlang aufbelichtet; die Schicht wurde entwickelt und dann auf jedem Spektrum diejenige Wellenlänge ermittelt, bei der die Schichtschwärzung 0,1 über dem Entwicklungsschleier betrug. Die hierzu jeweils notwendigen Energien pro Flächeneinheit bzw. ihre reziproken Werte, die absoluten Empfindlichkeiten, wurden in Abhängigkeit von der Wellenlänge kurvenmäßig dargestellt. Zur Verfügung stand ein kleiner Gitterspektrograph der Firma Schmidt & Haensch (Berlin) mit einer Dispersion von etwa 7 mμ pro mm, also einer Gesamtlänge des Spektrums (400 bis 700 mμ) von etwa 45 mm. Die eine Wendel einer Osram-Kineprojektionslampe (15 V; 600 W), die mit einer Spannung von 14,0 Volt betrieben wurde, wurde gemäß Fig. 1 auf dem Spalte des Spektrographen unscharf abgebildet, unscharf, um die Struktur der

1) Dort auch ältere Literatur.
2) „K" = absolute Temperatur.

Wendel nicht im Spektrum wiedergegeben zu erhalten. Zum Zwecke der absoluten Energiemessung zwischen 400 und 700 mμ befand sich in der Ebene des Spektrums der 0,615 mm breite und 12,9 mm hohe Spalt eines Thermoelementes nach C. Müller (11) (Bezeichnung D 3). Durch eine Quarz-Flußspat-Zylinderlinsenoptik wurde das auf diesen Spalt auffallende Licht in der Breite auf etwa 0,15 mm, in der Höhe auf etwa 3 mm zusammengezogen und vollständig auf dem Faden des Thermoelementes aufgefangen.

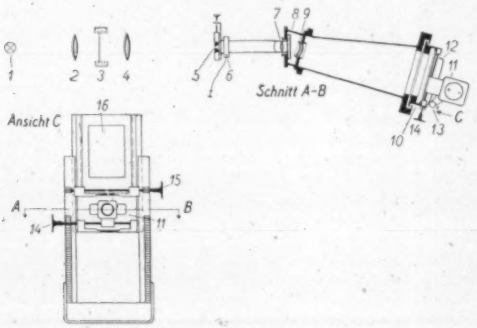


Fig. 1. Gerät zur Messung der absoluten Empfindlichkeit.
1 = Kineprojektionslampe. **2** = Kondensorlinse, 8 cm Durchmesser, f = 16 cm. **3** = Filterhalter mit einem Filter. **4** = Projektionslinse, 6,2 cm Durchmesser, f = 42 cm. **5** = Bilateralspalt. **6** = Compurverschluß. **7** = Kollimator. **8** = Beugungsgitter (etwa 570 Linien pro mm). **9** = Kameralinse, f = 24 cm. **10** = Mattscheibenrahmen, an dem auch das Thermoelement **11** befestigt ist. **12** = Schiene, auf der die am Thermoelement sitzende Rolle **13** entlangläuft. **14** = Spindel zur Einstellung des Thermoelements 11 auf verschiedene Wellenlängen. **15** = Trieb zur Auf- und Abbewegung des Mattscheibenrahmens 10. **16** = Mattscheibe, auswechselbar gegen Kassette.

Das Licht fiel auf den in der Spektrenebene befindlichen Spalt des Thermoelementes stets senkrecht ein; dies wird dadurch erreicht, daß das an einem Zapfen schwenkbare Thermoelementgehäuse *11* (Fig. 1) mittels einer Rolle *13* an einer mit dem Spektrographen fest verbundenen, entsprechend geformten Schiene *12* entlanggleitet; wenn zum Zwecke der Wellenlängenveränderung eine Querverschiebung des Thermoelementes längs des Spektrums ausgeführt wird. Die mechanische Einrichtung wurde nach den Plänen der Herren H. und K. G. Müller (Berlin-Charlottenburg) in eigener Werkstatt ausgeführt, die Optik dazu von der Firma Halle Nachf. (Berlin-Steglitz) bezogen. Die Herren H. und K. G. Müller übernahmen den Bau des Thermoelementes nach C. Müller (11) sowie die Justierung des Apparates. Die Absoluteichung des Thermoelementes wurde von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durch Vergleich mit einer absolut geeichten Thermosäule durchgeführt. Danach beträgt die Thermospannung, wenn auf den Spalt des Thermoelementes ein konvergentes Bündel gelbgrünen Lichtes von der Dichte 1 erg sec^{-1} cm^{-2} senkrecht auffällt, $3{,}00 \cdot 10^{-8}$ V, wobei die Gesamtfehlergrenze auf 7 bis 8 Proz. geschätzt wird.

Um langwellige Streustrahlung, auf die das Thermoelement besonders stark anspricht, fernzuhalten, wurde vor dem Spalte des Spektrographen ein 3 mm dickes Wärmeschutzglas der Firma Schott & Gen. BG17 angebracht. Die völlige Ausschaltung wirksamer Streustrahlung wurde kontrolliert. Die Eichung geschah in der Anordnung von Fig. 1 mit einer Spektrographenspaltbreite von etwa 0,75 mm, wobei bemerkt sei, daß der Spalt in fast doppeltem Maßstabe in der Spektrenebene abgebildet wird, so daß bei der Eichung ein Spektralgebiet von etwa 10 mμ zusammengefaßt wird. Diese große Spaltbreite war nötig, um auch an den Enden des Spektrums genügend Energie auf das Thermoelement zu bekommen, die Meßgenauigkeit war trotzdem ausreichend, da sich die Energie im Spektrum kontinuierlich ändert. Die Thermospannung wurde durch Kompensation gemessen, wobei als Nullinstrument ein Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske diente. Die auf diese Weise gemessenen Energien betrugen im Maximum bei 600 mμ $10{,}2 \cdot 10^2$ $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}$ und betrugen an den Enden des Spektrums bei 400 mμ $1{,}3 \cdot 10^2$, bei 700 mμ $5{,}0 \cdot 10^2$ $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}$. Die Durchmessung des gesamten Spektrums wurde nur ab und zu zur Kontrolle wiederholt. Vor jeder Empfindlichkeitsbestimmung wurde lediglich die Energie bei einer Wellenlänge, nämlich bei 600 mμ, durch Einstellung der Breite des Spektrographenspaltes genau auf 256 $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}$ gebracht, also auf ein Viertel der bei der Durcheichung des Gesamtspektrums verwandten Energie. Diese Energie ist noch genügend genau meßbar und gestattet eine Verengung des Spaltes auf etwa 0,2 mm, so daß nur noch ein 2,5 m breites Spektralgebiet zusammengefaßt wird.

Die Belichtungszeit mußte wegen der hohen zur Verwendung kommenden Energie auf $^1/_{1000}$ sec bemessen werden. Wegen ungenügender

Konstanz konnte hierfür kein normaler Schlitzverschluß Verwendung finden. Es wurde folgendermaßen verfahren: Eine unmittelbar vor dem Spektrographenspalte rotierende, durch einen Synchronmotor angetriebene Scheibe besitzt einen Ausschnitt, dessen Größe so bemessen ist, daß er bei einmaligem Vorbeigange vor dem Spalte genau die genannte Belichtungszeit ergibt. Um mehrmaliges Belichten zu vermeiden, wurde kurz nach einem Vorbeigange des Ausschnittes der am Spektrographen befindliche Compurverschluß 6 (Fig. 1) mit Momenteinstellung auf $^1/_8$ sec betätigt, so daß er also bis zum nächsten Vorbeigange des Ausschnittes geöffnet blieb und sich während der darauffolgenden Umdrehung wieder schloß.

Es wurden für jede Prüfung 18 Spektren aufgenommen, deren Belichtungsintensitäten sich ungefähr mit dem Faktor $\sqrt[10]{10}$ abstuften, also doppelt so fein wie bei Stobbe (5) (vgl. S. 559). Zur Energieabstufung fanden Graufilter Verwendung, bestehend aus zwischen Glasplatten liegenden gefärbten Gelatinefolien, und zwar fünf Filter der Schwärzung $\sim 0{,}3$ und zwei Filter der Schwärzung $\sim 0{,}1$, die miteinander kombiniert wurden. Die spektrale Durchlässigkeit zwischen 400 und 700 mμ je eines dieser Filter wurde von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gemessen; die spektralen Durchlässigkeiten der anderen Filter, deren Gesamtdurchlässigkeiten, gemessen im Polarisationsphotometer der Firma Zeiß, kleine Abweichungen voneinander zeigten, wurden auf Grund der Messungen der Reichsanstalt berechnet.

Die belichteten Emulsionen wurden in DIN-Entwickler (2) 10 min bei 18° C unter stetigem Überfahren mit einem weichen Pinsel entwickelt. Auf den fixierten, gewässerten und getrockneten Schichten befinden sich nunmehr jedesmal 18 Spektren, deren Aufnahmeintensitäten zwischen 1 und ~ 50 liegen. Auf den Spektren wurden mit Hilfe des Registrierphotometers von Zeiß diejenigen Wellenlängen aufgesucht, an denen die Schwärzung 0,1 über dem Entwicklungsschleier betrug. Die an diesen Stellen auf die Schicht gefallenen Energien pro cm² Schichtoberfläche wurden in Abhängigkeit von der Wellenlänge graphisch dargestellt.

III. Fehlerdiskussion.

Der mittlere Fehler der Absolutbeträge der gemessenen Energie setzt sich aus einer ganzen Reihe von einzelnen Maximalfehlern[1]) zusammen:

1. Der Maximalfehler der thermoelektrischen Absoluteichung der Thermoelementeinrichtung wird durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt auf 7 bis 8 Proz. geschätzt.
2. Der Maximalfehler der galvanometrischen Messung der spektralen Energieverteilung mit weitem (etwa 0,75 mm breitem) Spalte beträgt zwischen 700 und 460 mμ etwa 3 Proz., zwischen 460 und 400 mμ etwa 5 Proz.
3. Der Maximalfehler der galvanometrischen Messung der Energie bei 600 mμ mit engem (etwa 0,2 mm breitem) Spalte beträgt etwa 5 Proz.
4. Die auf den Spalt des Thermoelementes auffallende Energie ist nicht über die ganze Spaltlänge (12,9 mm) hinweg gleich, sondern fällt nach den Rändern zu etwas ab. Zur Aufnahme der Spektren wird jedoch nur ein mittlerer Teil von etwa 5 mm Breite benutzt, dessen Energie pro cm² demnach etwas höher ist als der vom Thermoelement erfaßte Mittelwert über eine Breite von 12,9 mm. Der hierdurch verursachte Fehler wurde bisher nicht berücksichtigt, er wird auf maximal 5 Proz. geschätzt.
5. Die Genauigkeit der Messung der spektralen Durchlässigkeit der Filter wird von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zwischen 700 und 460 mμ auf eine Einheit, zwischen 460 und 400 mμ auf zwei Einheiten geschätzt, das ist für das hellere Filter 1 bzw. 2 Proz., für das dunklere Filter 2 bzw. 4 Proz. Zur Verwendung kommen bis zu zwei helle Filter und bis zu fünf dunkle Filter.
6. Die Messung der Gesamtdurchlässigkeit der Filter dürfte auf 1 Proz. genau sein.
7. Da das Maß des Ausschnittes in dem rotierenden Verschlusse und die sonstigen technischen Daten bis auf unterhalb eines Prozentes genau eingehalten sind, können Fehler in der Belichtungszeit lediglich durch Abweichungen der Periodenzahl des Wechselstromes vom Sollwerte (50 Hz) verursacht sein. Die Abweichungen dürften nicht größer als 1 Proz. sein.
8. Die Reproduzierbarkeit der Pinselentwicklung beträgt etwa 10 Proz.
9. Die Bestimmung der Schwärzung 0,1 über dem Schleier mit dem Registrierphotometer ist auf etwa 10 Proz. genau, doch finden die Werte durch Hindurchlegung einer Kurve einen Ausgleich, so daß der Fehler nur mit 5 Proz. in Rechnung zu setzen ist.

Der mittlere Fehler (Wurzel aus der Summe der Quadrate der einzelnen Maximalfehler) beträgt demnach etwa 19 Proz., die Wahrscheinlichkeit, daß der wahre Wert innerhalb dieser Grenzen gleich dem gefundenen ist, beträgt

1) Der Maximalfehler einer Einzelmessung, d. h. die größtmögliche Abweichung des wahren Wertes von dem bei der Messung erhaltenen Werte, ist fast stets nur schätzungsweise angebbar.

67 Proz. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der wahre Wert innerhalb eines Bereiches, der bei der Messung der Allgemeinempfindlichkeit einem zehntel Grade DIN entspricht, gleich dem gefundenen ist, daß also der wahre Wert nicht mehr als 26 Proz. nach oben und nicht mehr als 21 Proz. nach unten vom gefundenen abweicht, beträgt etwa 80 Proz.

IV. Ergebnisse.

Fig. 2 enthält einige nach dem geschilderten Verfahren gewonnene Empfindlichkeitskurven. Aufgetragen ist der Logarithmus der zur Erreichung der Schwärzung 0,1 über dem Schleier

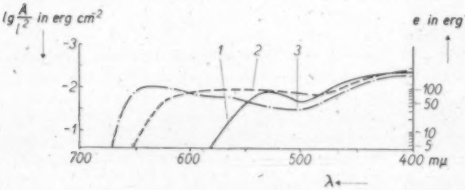


Fig. 2. Absolute Farbenempfindlichkeit einiger Filme.
1 = ——— Isochrom-Portraitfilm $\frac{18}{10}$ °DIN.
2 = — — — Isopan-Portraitfilm $\frac{18}{10}$ °DIN.
3 = — · — · Isopan-ISS-Planfilm $\frac{21}{10}$ °DIN.

notwendigen Energie A pro Flächeneinheit in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ. Der besseren Anschaulichkeit wegen wurden auf der Ordinate die Energiebeträge nach unten gerichtet aufgetragen; auf diese Weise liegen die Werte für höhere Empfindlichkeit (gleich den reziproken Werten der Energie) weiter oben im Bilde, was der gewohnten Darstellungsart entspricht. Am rechten Rande der Abbildung ist die Empfindlichkeit e in $\frac{\text{cm}^2}{\text{erg}}$ aufgetragen; die Empfindlichkeit ist der reziproke Wert der Energie pro cm² Schichtoberfläche, die erforderlich ist, um bei einer Belichtungszeit von $^1/_{1000}$ sec, nach einer Entwicklung von 15 min Dauer bei 18° C in Entwickler nach DIN 4512, die Schwärzung 0,1 über dem Schleier zu erzeugen.

Die Kurven der Fig. 2 lassen deutlich mehrere Sensibilisierungstypen hervortreten. Die orthochromatische Isochromschicht (Kurve 1) hat ihr Sensibilisierungsmaximum bei 530 bis 540 mμ. Die Empfindlichkeit beträgt hier über 40 Proz. der Empfindlichkeit bei 400 mμ. Unter den panchromatischen Isopanschichten besitzt der Isopan-ISS-Planfilm (Kurve 3) das höchste Sensibilisierungsmaximum; es liegt bei 640 mμ und die Empfindlichkeit beträgt an dieser Stelle fast 60 Proz. der Empfindlichkeit bei 400 mμ. Es handelt sich bei diesem Film um eine Schicht mit „übertriebener Rotempfindlichkeit", d. h. rote Farben rufen auf ihr einen stärkeren Eindruck hervor als es der Empfindung des menschlichen Auges entspricht. Dafür hat sie eine extrem hohe Empfindlichkeit, die besonders bei Kunstlicht hervortritt und hier sehr kleine Belichtungen erlaubt. Der verhältnismäßig starke Abfall der Empfindlichkeit im blaugrünen Gebiete ist für diesen Verwendungszweck nicht störend. Einen zweiten panchromatischen Typ stellt der Isopan-Portraitfilm (Kurve 2) dar. Wir finden hier ein breites, ziemlich gleichmäßig empfindliches Gebiet zwischen 500 und 600 mμ, dessen Empfindlichkeit etwa 40 Proz. der Empfindlichkeit bei 400 mμ beträgt. Diese Schicht mit „gedrückter Rotempfindlichkeit" gibt rote Farben ungefähr tonrichtig wieder. Ihre Sensibilisierungslücke ist gering.

Infolge der in den letzten zwei Jahren erzielten beträchtlichen Empfindlichkeitserhöhungen der Agfa-Emulsionen, verbunden mit starken

Tabelle I.

Blau- und Grünempfindlichkeit einiger Filme in $\text{cm}^2\,\text{erg}^{-1}$.

Alte Messung (1)			Neue Messung		
Filmsorte	Empfindlichkeit für $\lambda = 436\,\text{m}\mu$	Empfindlichkeit für $\lambda = 546\,\text{m}\mu$	Filmsorte	Empfindlichkeit für $\lambda = 436\,\text{m}\mu$	Empfindlichkeit für $\lambda = 546\,\text{m}\mu$
1. Orthochromatische Filme					
Isochrom-Portraitfilm	63	38	Isochrom-Portraitfilm	180	66
Isochrom-Rollfilm 23° Sch.	48	21	Isochrom-Packfilm	130	72
Rollfilm	33	3,3	Isorapid-Packfilm	98	45
2. Panchromatische Filme					
Superpan-Portraitfilm	63	31	Isopan-Portraitfilm	160	89
Superpan-Rollfilm	39	14	Isopan-ISS-Packfilm	150	89

Änderungen der Sensibilisierung, ist eine Übereinstimmung mit den älteren Messungen (1) nicht zu erwarten. Eine Gegenüberstellung einiger dieser älteren Messungen mit Daten, wie sie sich aus Messungen nach der neuen Methode ergeben, ist in der beistehenden Tabelle I durchgeführt, in der Filme mit ähnlichen Eigenschaften nebeneinandergestellt sind.

Die Steigerung der Empfindlichkeit beträgt ungefähr 200 Proz., in einigen Fällen noch mehr. Zum Teil ist diese Empfindlichkeitserhöhung jedoch auf die Verlängerung der Entwicklungsdauer der Filme zurückzuführen: früher 7 min, jetzt 15 min. Diese Verlängerung war möglich, weil die modernen Emulsionen erst bei verhältnismäßig langer Entwicklung einen störenden Schleier aufweisen.

Ein quantitativer Vergleich mit den Messungen von Stobbe (5) (vgl. S. 559) ist wegen der Verschiedenheit der Emulsionen ebenfalls nicht möglich. Die Tatsache, daß er, wie es scheint, etwas zu große Unterschiede zwischen der Blau- und Grünempfindlichkeit findet [(5) S. 2], deutet darauf hin, daß die Durchlässigkeit seines Spektrographen ebenso wie die des von Dziobek und Schmieschek (10) geprüften in der Richtung nach dem kurzwelligen Gebiete ansteigt. Wahrscheinlich liegen also die Sensibilisierungsmaxima der von ihm geprüften Platten alle etwas höher, als er in seiner Tafel 3 angibt.

Die Auswertung der Messungen vorliegender Arbeit geschah entsprechend den Forderungen von Arens und Eggert (12), indem die Empfindlichkeit auf eingestrahlte Energie bezogen wurde. Der Verlauf der wahren Empfindlichkeitskurven ist natürlich etwas anders als der dort schematisch dargestellte [(12) Abb. 3]. Eine Beziehung der Empfindlichkeit auf die Helligkeit, wie sie für praktische Zwecke in der genannten Abhandlung empfohlen wird, wurde hier nicht durchgeführt, doch lassen sich derartige Kurven aus denen der Fig. 2 leicht erhalten. Zu diesem Zweck sind nämlich die (numerischen) Ordinatenwerte durch die Werte der Augenempfindlichkeit bei Helladaption bei den einzelnen Wellenlängen zu dividieren. Neue Zahlenangaben für die Augenempfindlichkeit finden sich unter der Bezeichnung „Normalreizbeträge $\bar{y}$" in Tabelle I einer Arbeit von Richter (13). Um absolute Werte, also Belichtungen in Luxsekunden, als Ordinaten auftragen zu können, müssen die (numerischen) Ordinatenwerte weiterhin noch mit dem Faktor 0,662 multipliziert werden. Dies ergibt sich aus der Gleichung $\varkappa = 662 \frac{\text{Lumen}}{\text{Watt}}$ für die Wellenlänge 555 mμ, worin der Faktor $\varkappa$ die Bezeichnung „Sichtbarkeitskoeffizient" führt (14).

V. Zusammenfassung.

1. Es wird ein Gerät zur Messung der absoluten spektralen Empfindlichkeit photographischer Schichten beschrieben, dessen wesentlichster Bestandteil ein Spektrograph mit einem Thermoelemente ist. Das Gerät ist in Fig. 1 dargestellt.

2. Die absolute spektrale Empfindlichkeit einiger Filme der Agfa wird ausgemessen. Die Messungen sind in Fig. 2 graphisch wiedergegeben.

Literaturverzeichnis.

1) M. Biltz, Physik. Ztschr. **34**, 200, 1933; Agfa Veröff. Bd. III, S. 24. Leipzig 1933.
2) Normblatt 4512. Beuth-Verlag, Berlin SW 19.
3) U. Schmieschek, Photogr. Industrie S. 1086, 1928; J.-Ber. Luftbildw. Versuchsanst. Luftfahrt S. 516, 1930; Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 284, 1933.
4) H. Arens u. J. Eggert, Agfa Veröff. Bd. I, S. 33. Leipzig 1930; J. Eggert, Agfa Veröff. Bd. III, S. 4. Leipzig 1933.
5) J. Stobbe, Astr. Nachr. **251**. Nr. 6005, 1934.
6) Tingwaldt u. Dziobek, Zeitschr. Instr. **51**, 285, 1931.
7) W. Dziobek, Zeitschr. wiss. Photogr. **31**, 96, 1932.
8) E. Spiller, Zeitschr. f. Phys. **64**, 39, 1930.
9) E. Lehmann, Ber. VIII. Int. Kongreß wiss. u. angew. Photogr. Dresden 1931, S. 333. Leipzig 1932.
10) W. Dziobek u. U. Schmieschek, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 122, 1932. Siehe auch U. Schmieschek u. E. Spiller, Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 33, 1933.
11) C. Müller, Naturwiss. **19**, 416, 1931.
12) H. Arens u. J. Eggert, Agfa Veröff. Bd. I, S. 25. Leipzig 1930.
13) M. Richter, Das Licht **4**, 205, 1934.
14) E. Liebenthal, in: A. Berliner u. K. Scheel, Physikalisches Handwörterbuch, 2. Aufl., S. 30. Berlin 1932.

Wolfen (Kr. Bitterfeld), Wissenschaftliches Zentral-Laboratorium der Photographischen Abteilung der I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft (Agfa).

(Eingegangen 6. Juli 1935.)

Feuchtigkeitseffekt bei Hitzdrahtmessungen.

Von W. Paeschke.

Im folgenden soll kurz über eine Erscheinung berichtet werden, die sich bei der Eichung von Hitzdrähten zur Messung der Windgeschwindigkeit ergeben hat. Dabei zeigte sich eine Abhängigkeit des Heizstromes vom Feuchtigkeitsgehalt der Luft, die nach der aus der Mischungsregel berechneten Wärmeleitfähigkeit nicht erklärbar war.

Die Geschwindigkeitsmessung mit Hitzdrähten beruht bekanntlich auf dem Prinzip der Feststellung des Wärmeverlustes Q/Zeiteinheit, den ein elektrisch geheizter Metallfaden (Platin-Iridium) in strömender Luft erleidet. Für den stationären Zustand muß die vom Hitzdraht entwickelte Wärme Q gleich sein der an das umgebende Medium abgeführten Wärme, d. h. es besteht die Beziehung:

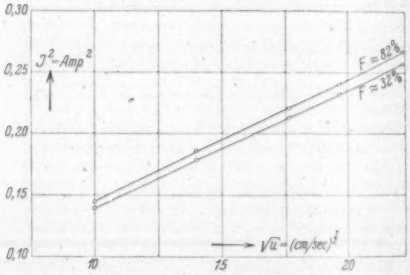
$$Q(u, t_0, t) = 0{,}239\, i^2\, r(t) = l\,(t - t_0)\, f(u);$$

darin ist

i = Stromstärke in Amp,
r = Hitzdrahtwiderstand in Ohm,
l = Hitzdrahtlänge in cm,
t_0 = Temperatur des Luftstromes,
t = Temperatur des Heizdrahtes in Grad C.
$f(u)$ eine von King[1]) aufgestellte Funktion.

Im vorliegenden Falle ist die Stromstärke in Abhängigkeit der Geschwindigkeit u des Luftstromes so geregelt, daß das Widerstandsverhältnis der beiden Hitzdrähte konstant ist. Die Messung wird nach der Nullmethode ausgeführt, indem man den Heizstrom je nach der Windgeschwindigkeit so reguliert, daß das Brückeninstrument auf Null zeigt. Um den Einfluß der Lufttemperatur auszuschalten, wurden nach einer von H. Reichardt (Die turbulente Kanalströmung bei stabiler Wärmeschichtung; erscheint demnächst in der „Forschung") angegebenen Schaltung zwei verschiedenstarke Hitzdrähte verwendet. Diese zu einer Sonde vereinigten Drähte bestehen aus dem gleichen Material (*Pt-Ir*), stammen aus derselben Schmelze und haben somit einen gleichen Temperaturkoeffizienten α. Auf diese Weise ist der Temperatureinfluß des Luftstromes eliminiert.

Die Messungen wurden in einem geschlossenen Windkanal mit zirkulierendem Luftstrom ausgeführt. In diesem konnte die relative Feuchtigkeit ohne wesentliche Temperaturänderung in den Grenzen zwischen 30 und 80 Proz. verändert werden. Dabei zeigten die Beobachtungsreihen ganz allgemein, daß die Heizstromstärke bei konstant gehaltener Windgeschwindigkeit mit Zunahme der relativen Luftfeuchte erhöht werden muß, und zwar beträgt der erhöhte Wärmeverlust rund 2 Proz. für eine Steigerung der Feuchtigkeit um etwa 50 Proz. (vgl. Tabelle und Figur).



Da die Wärmeleitfähigkeit von Wasserdampf geringer ist als die der trockenen Luft, hätte man ein umgekehrtes Verhalten erwarten müssen. Der Effekt erscheint jedoch erklärbar durch die von H. Grüß und H. Schmick[2]) beobachtete

Tachovolt	Geschwindigkeit u cm/sec	$\sqrt{u}$	Gemessener Heizstrom J in Skt. für relative Feuchtigkeit		J in Amp. für relative Feuchtigkeit		J^2 für relative Feuchtigkeit	
			32 Proz.	82 Proz.	32 Proz.	82 Proz.	32 Proz.	82 Proz.
25	99,7	9,98	74,8	76,0	0,374	0,380	0,139	0,144
50	195,3	14,00	84,7	86,3	0,423	0,431	0,180	0,186
80	310,0	17,61	92,2	94,0	0,461	0,470	0,213	0,219
100	386,4	19,64	96,1	98,0	0,481	0,490	0,231	0,240
130	500,0	22,40	101,4	103,5	0,507	0,517	0,257	0,267

1) L. V. King, Phil. Trans. (A) **214**, 373, 1914, berechnete die Funktion $f(u)$ unter der Annahme einer Potentialströmung um den Hitzdraht, und zwar für nicht zu kleine Windgeschwindigkeiten.
2) H. Grüß u. H. Schmick: Über die Wärmeleitfähigkeit von Gasgemischen in den Wiss. Veröff. d. Siemens-Konzerns **7**, 202, 1928.

Anomalie der Wärmeleitfähigkeit von Gemischen aus einem neutralen Gas mit einem Dipolgas. Das Gemisch von Luft und Wasserdampf zeigt nämlich eine Abweichung von der allgemeinen Mischungsregel für Gase und damit das gleiche Verhalten wie die von diesen Autoren ebenfalls untersuchten Gemische von Luft mit Ammoniak und von Luft mit Azetylen. Die von Grüß und Schmick nachgewiesenen Gesetzmäßigkeiten stehen in gutem Einklang mit unseren Beobachtungen. Durch Anwendung einer von Ulsamer[1]) auf Grund von Versuchen verschiedener Autoren ermittelten Formel ergab sich aus unseren Messungen eine Differenz

$$\lambda_{(82\,\text{Proz.})} - \lambda_{(32\,\text{Proz.})} \approx 8 \cdot 10^{-7}\ \frac{\text{kal}}{\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{Grad C}}.$$

Die Absolutwerte der Wärmeleitzahl $\lambda (\approx 5 \cdot 10^{-5}$ für trockene Luft nach Landolt-Börnstein) zeigen allerdings einen starken Gang mit der Reynoldsschen Zahl $\frac{u \cdot d}{\nu}$, die auf eine Verbesserungsbedürftigkeit der Ulsamerschen Formel hindeuten.

Den Hinweis auf die Arbeit von Grüß und Schmick verdanken wir Herrn H. L. Dryden vom Bureau of Standards in Washington.

1) J. Ulsamer, Forschung **3**, 94, 1932.

Göttingen, Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung.

(Eingegangen 8. Juli 1935.)

Über die Messung von Dielektrizitätskonstanten fester Körper mit Hilfe der Mischmethode[1]).

Von Else Kleinke.

Bei der Messung von D.K. fester Körper wird vielfach die zuerst von Starke angegebene Mischmethode benutzt. Eine Messung nach diesem Verfahren ist sehr einfach, wenn es sich um feste Körper kleiner oder mittlerer D.K. handelt, da für diese Körper das erforderliche isodielektrische Flüssigkeitsgemisch aus hinreichend isolierenden Flüssigkeiten bequem hergestellt werden kann. Bei sehr großen Werten der D.K., wie sie Rutil, Seignettesalz und andere Stoffe zeigen, ist man auf ein extrapolatorisches Verfahren angewiesen, bei dem man auf Herstellung der Gleichheit der D.K. verzichten muß. Man verfährt hierbei so: Es werden die Kapazitätsänderungen bestimmt, die ein mit mehreren Flüssigkeiten verschiedener D.K. gefüllter Versuchskondensator bei Einführung des festen Körpers erfährt. Diese Kapazitätsänderungen werden als Ordinaten einer Kurve aufgetragen, deren zugehörige Abszissenwerte die D.K. der jeweilig verwendeten Flüssigkeiten sind. Der Verlauf dieser Kurve kann bei Vernachlässigung der Randinhomogenitäten sehr einfach berechnet werden. Die Kurve entsteht durch Subtraktion der Kurve $C_1 = f(\varepsilon)$, die für den reinen Flüssigkeitskondensator gilt, analytisch also eine gerade Linie darstellt, und der Kurve $C_2 = f(\varepsilon)$, die die Kapazitätswerte des Flüssigkeitskondensators angibt, wenn in ihm außer der Flüssigkeit noch der zu messende feste Körper enthalten ist. Diese Beziehung wird durch eine gleichseitige Hyperbel dargestellt. Die resultierende Kurve $\Delta C = f(\varepsilon)$ steigt daher mit wachsendem ε an, erreicht ein Maximum und fällt mit weiterwachsendem ε. Die Lage des Kurvenmaximums wird durch Differentiation der Gleichung $\Delta C = f(\varepsilon)$ nach ε und Nullsetzung dieses Ausdrucks gefunden. Die Durchführung der Differentiation ergibt:

$$\varepsilon_{\max} = -\varepsilon_2 \cdot \frac{d_1}{d_2} + \frac{\varepsilon_2}{d_2}\sqrt{d_1^2 + d_1 d_2} = \frac{\varepsilon_2}{1 + \sqrt{d/d_1}},$$

ε_2 = D.K. des festen Körpers,
d_1 = Schichtdicke der Flüssigkeit,
d_2 = Schichtdicke des festen Körpers,

$$d_1 + d_2 = d.$$

Aus dieser Beziehung ersieht man, daß der Quotient $\frac{\varepsilon_{\max}}{\varepsilon_2}$ allein durch die Schichtdicken von Flüssigkeit und festem Körper bestimmt ist. Bei bekannten Werten von d_1 und d_2 kann man daher die gesuchte D.K. eines festen Körpers bereits dann errechnen, wenn der experimentell aufzunehmende Kurvenbereich den Scheitelpunkt $\varepsilon_{\max}$ enthält. Dieser liegt zwischen o und $\frac{\varepsilon_2}{2}$ und kann durch geeignete Wahl der Schichtdicken immer in das meßbare Gebiet verlegt werden.

Wenn der Körper metallische Einschlüsse enthält und als leitend und nicht leitend geschichtetes Medium betrachtet werden kann, so ist auch für diesen Fall die Kurve $C_1 = f(\varepsilon)$ eine gerade Linie, die Kurve $C_2 = f(\varepsilon)$ eine gleichseitige Hyperbel. Der Abszissenwert des Maximums der resultierenden Kurve liegt bei

$$\varepsilon_{\max} = -\varepsilon_2 \cdot \frac{d_1}{d_2} + \frac{\varepsilon_2}{d_2}\sqrt{d \cdot d_1} = \frac{\varepsilon_2(1 + d_3/d_2)}{1 + \sqrt{d/d_1}}$$

$d = d_1 + d_2 + d_3$,
d_3 = Dicke der Metallschicht.

1) Auszug aus der Aachener Dissertation.

Die Bedingung für den Schnittpunkt der Kurve $\Delta C = f(\varepsilon)$ mit der Abszissenachse lautet: $\varepsilon = \varepsilon_2\left(1 + \frac{d_3}{d_2}\right)$. Die D.K. des metallhaltigen Stoffes erscheint also um den Faktor $1 + \frac{d_3}{d_2}$ zu hoch, die Abszisse der maximalen Kapazitätsänderung liegt um den gleichen Faktor $\frac{1}{1 + \frac{d_3}{d_2}\frac{1}{\varepsilon_1}}$ von der Lage $\Delta C = 0$ entfernt, wie ohne Metallgehalt.

Die experimentelle Prüfung der hier angegebenen Formeln geschah sowohl an homogenen Stoffen als auch an metallhaltigen Zweischichten-Medien. Als Meßverfahren wurde in den meisten Fällen die Resonanzmethode benutzt, nur die Messungen für Rutil wurden mit Hilfe der Schwebungsmethode vorgenommen. Enthielt die experimentell aufgenommene Kurve außer dem Kurvenmaximum noch den Schnittpunkt mit der Abszissenachse, so ergab ein Vergleich des direkt gemessenen Wertes der D.K. mit dem aus der Lage des Kurvenmaximums und den bekannten Schichtdickenverhältnissen berechneten stets gute Übereinstimmung zwischen beiden.

Aachen, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 5. Juli 1935.)

Zur osmotischen Theorie von Herrn Fredenhagen.

Von Kurt Wohl.

Die Fredenhagensche Theorie der osmotischen Erscheinungen gründet sich auf die Meinung, daß der Dampfdruck des Lösungsmittels proportional der Zahl der freien Moleküle des Lösungsmittels pro Volumeinheit sei. Ich habe seinerzeit auf die Unrichtigkeit dieser Meinung hingewiesen[1]) und möchte die früher gegebene Beweisführung noch durch ein Zahlenbeispiel erläutern.

In einem bestimmten Volumbereich v eines reinen Lösungsmittels (Lm.) mögen sich 10^6 Moleküle befinden. Ich gebe 10 Moleküle eines löslichen Fremdstoffes (Gel.) auf je 10^6 Moleküle Lm. hinzu. Dadurch möge eine Ausdehnung der Lösung stattfinden, und zwar mögen die Moleküle des Gel. die dreifache Menge der Moleküle des Lm. aus dem Volumen verdrängen. Es befinden sich dann noch $10^6 - 30$ Moleküle Lm. im Volumen v. Die relative Dampfdruckerniedrigung $-\frac{\Delta p}{p}$ ist nun nach den Gesetzen der verdünnten Lösungen gleich $\frac{10}{10^6}$. Nach Fredenhagen ist jedoch $\frac{p'}{p} = \frac{10^6 - 30}{10^6}$, wenn p der Dampfdruck des reinen Lm. und p' der der Lösung ist; also folgt $-\frac{\Delta p}{p} = \frac{30}{10^6}$! Nimmt man weiter mit Fredenhagen an, daß jedes Molekül des Gel. ein Molekül Lm. bindet, so vermindert sich die Zahl der freien Moleküle des Lm. um weitere 10, und es wird nach Fredenhagen $-\frac{\Delta p}{p} = \frac{30 + 10}{10^6}$. Vermag ein Molekül des Gel. 6 Moleküle Lm. zu binden, wie es wohl bei der wässerigen Rohrzuckerlösung der Fall ist, so würde nach Fredenhagen folgen

$$-\frac{\Delta p}{p} = \frac{30 + 60}{10^6}.$$

Wenn andererseits beim Auflösen eine Kontraktion der Lösung eintritt, etwa so, daß die Zugabe von 10 Molekülen des Gel. eine Erhöhung der Zahl der Moleküle des Lm. im Volumen v um 15 bewirkt, so würde, wenn 10 von diesen entsprechend der Fredenhagenschen Theorie durch die Moleküle des Gel. gebunden würden, nach Fredenhagen eine Dampfdruckerhöhung vom Betrage $\frac{5}{10^6}$ resultieren.

Da nun empirisch und thermodynamisch feststeht, daß in unserem Falle die relative Dampfdruckerniedrigung bis auf Effekte zweiter Ordnung stets gleich $\frac{10}{10^6}$ ist, steht die Theorie von Fredenhagen mit der Erfahrung und der Thermodynamik in Widerspruch.

Berlin, Physikalisch-chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 12. April 1935.)

1) Zeitschr. f. Phys. **88**, 800 und 820, 1934. (Erwiderungen auf Fredenhagen Zeitschr. f. Phys. **87**, 62, 1933 und **88**, 806, 1934.)

Erwiderung auf die vorstehenden Ausführungen von Herrn Kurt Wohl.

Von Karl Fredenhagen.

Ich habe in meinen Arbeiten[1]) darauf hingewiesen, daß die kinetische Theorie für den Dampfdruck eines Lösungsmittels den Ausdruck liefert:

$$p = NkTe^{-\frac{\lambda}{RT}}.$$

1) K. Fredenhagen, Physik. Zeitschr. **36**, 321, 1935.

Die Veränderung, welche der Dampfdruck eines Lösungsmittels durch die Auflösung einer andern Substanz erfährt, muß also zum Ausdruck kommen in Veränderungen der Zahl der freien Lösungsmittelmoleküle in der Volumeinheit und in Veränderungen der Verdampfungswärme. Für den Grenzfall, daß der gelöste Stoff weder N noch λ verändert, erfährt auch der Dampfdruck des Lösungsmittels keine Veränderung. Man spricht in diesem Falle von einem „Gemisch" im Gegensatz zu einer „Lösung", in der zwischen Lösungsmittel und Gelöstem spezifische Wechselwirkungen stattfinden, welche N und λ zu verändern vermögen. Daß es sich bei diesen spezifischen Wechselwirkungen um etwas anderes als den bloßen Austausch kinetischer Energie handelt, braucht kaum besonders betont zu werden, denn ein Austausch kinetischer Energie findet auch in einem „Gemisch" statt.

Für den Fall, daß die Wechselwirkungen zwischen Lösungsmittel und Gelöstem so verlaufen, daß die Verdampfungswärme keine Veränderung erfährt, ein Fall, der im wesentlichen mit der Bedingung zusammenfallen dürfte, daß das Volumen der Lösung gleich dem des Lösungsmittels ist, hängt also der Dampfdruck nur von N ab. Eine Dampfdruckerniedrigung ist in diesem Falle also nur durch die von mir gemachte Annahme zu erklären, daß durch n Moleküle des gelösten Stoffes eine entsprechende Anzahl von Lösungsmittelmolekülen an der Verdampfung verhindert werden.

Sobald bei der Herstellung einer Lösung jedoch Volumänderungen und damit auch Änderungen der Verdampfungswärme eintreten, wird der Dampfdruck des Lösungsmittels, wie ich gleichfalls an der genannten Stelle dargelegt habe, auch durch diese beiden Momente beeinflußt. Ich habe hierbei darauf hingewiesen, daß Volumkontraktionen von Vergrößerungen der Verdampfungswärme, Volumdilatationen aber von Verkleinerungen der Verdampfungswärme begleitet sind. Diese beiden Einflüsse wirken also hinsichtlich ihres Einflusses auf den Dampfdruck des Lösungsmittels gegeneinander. Man darf daher nicht so verfahren, daß man nur den Einfluß der Volumveränderungen in Rechnung zieht und den Einfluß der gleichzeitig erfolgenden Änderungen der Verdampfungswärme unberücksichtigt läßt. Soweit ich bisher sehe, scheinen sich beide Einflüsse im allgemeinen weitgehend zu kompensieren, so daß die durch sie bedingten Einflüsse relativ klein sind. Ich habe in meiner letzten Arbeit darauf hingewiesen, daß man die durch diese Einflüsse bedingten zusätzlichen Dampfdruckveränderungen bisher vielfach als die Folge einer veränderten Dissoziation oder Assoziation des gelösten Stoffes gedeutet hat.

Zwei Fälle, in denen diese Momente offensichtlich eine Rolle spielen, seien als Beispiele erwähnt:

Lithiumchlorid löst sich in Wasser unter Volumkontraktion und unter gleichzeitiger Vergrößerung der Binnenkräfte und damit der Verdampfungswärme. Die Gefrierpunktserniedrigungen an etwa halbnormalen Lösungen entsprechen Dampfdruckerniedrigungen, aus denen man auf eine größere Molekelzahl schließen müßte, als dem vollständigen Zerfall entspricht.

Naphthalin, Phenantren und andere Stoffe lösen sich in Hexan unter Volumausdehnung, wobei sich das Volumen der Lösung angenähert additiv aus den Volumina von Lösungsmittel und Gelöstem zusammensetzt. Volumausdehnungen aber sind verbunden mit einer Verringerung der zwischen den Molekülen des Lösungsmittels bestehenden anziehenden Kräften und somit mit einer Erniedrigung der Verdampfungswärme, ein Einfluß, der für sich betrachtet eine Erhöhung des Dampfdruckes zur Folge haben müßte. Da nun bei diesen Lösungen Siedepunktserhöhungen gefunden sind, welche erheblich unterhalb der normalen Erniedrigungen liegen[1]), entsteht die Frage, ob diese zu geringen Siedepunktserhöhungen auf Assoziationen der gelösten Stoffe oder aber auf die Folgen der erniedrigten Verdampfungswärme zurückzuführen sind.

Ich habe in meiner letzten Arbeit schon dargelegt, daß ich untersuchen will, wieweit sich diese und ähnliche Fälle quantitativ behandeln lassen. Denn daran, daß die Dampfdruckerniedrigungen und damit die gesamten osmotischen Erscheinungen nur durch spezifische Wechselwirkungen zwischen Lösungsmittel und Gelöstem erklärt werden können, dürfte doch kaum noch ein Zweifel möglich sein. Es kann sich nur noch darum handeln, ob wir diese Wechselwirkungen im einzelnen erfassen und ihre Einflüsse auf den Dampfdruck des Lösungsmittels quantitativ berechnen können.

1) G. Berger, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **28**, 95, 1935.

Greifswald, den 26. Mai 1935. Chemisches Institut, Abteilung für physikalische Chemie.

(Eingegangen 29. Mai 1935.)

Schlußbemerkung.

Von Kurt Wohl.

Meine Rechnung und die aus ihr gezogene Folgerung wird durch die vorstehenden Ausführungen nicht geändert.

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Bearbeitet von R. J. Meyer und E. Pietsch. Systemnummer 4: Stickstoff, Lieferung 1: Das Element Stickstoff. Gr.-8°. VI und 282 S. Mit 10 Fig. Berlin 1934. Verlag Chemie G. m. b. H. RM 43.—, Subskr. 38.—.

Einer der wichtigsten Bände, der Stickstoff, beginnt mit dieser stattlichen Lieferung erfreulicherweise sein Erscheinen. Mitgearbeitet haben: F. Struwe, G. Pietsch-Wilke, H. Schneller, G. Nachod, G. Glauner-Breitinger, F. Seuferling, A. Eisner, A. Kotowsky, H. Woitinek, H. Gruß, W. Stoffers. Der Band beginnt mit einer sehr sorgfältigen Arbeit über das Vorkommen des freien und des gebundenen Stickstoffs in der Natur, was zwangsläufig zu einem im Handbuch bisher neuen Arbeitsgebiet überleitet: der Biochemie der Stickstoffbindung im Boden durch ammonifizierende und nitrifizierende Organismen. Es folgt Bildung und Darstellung elementaren Stickstoffs und seine physikalischen Eigenschaften, von denen das wichtige Bandenspektrum und eine kritische Würdigung des Nordlichtproblems hervorgehoben seien. Auf elektrochemisches, chemisches und analytisches Verhalten folgt noch eine schöne Monographie über die aktiven Modifikationen des Stickstoffs. G.-M. Schwab.

G. Joos, Physik und Energiewirtschaft. Gr.-8°. 16 S. Mit 5 Abb. im Text. Jena 1934. Verlag Gustav Fischer. Brosch. RM —.80.

Der Inhalt der Schrift ist ein Vortrag, den der Verfasser auf der Universitätswoche in Bad Frankenhausen gehalten hat. Der Vortrag behandelt in anschaulicher Weise die Energiewirtschaft in ihren derzeitigen Formen. Er enthält Gedanken über ihre mögliche Entwicklung.

Einleitend werden die verschiedenen Energieformen und dann der menschliche Energiebedarf und die natürlichen Energiequellen aufgezählt. Aus der Tatsache, daß unsere heutigen wichtigsten Energiequellen, Kohle- und Ölvorräte, in absehbarer Zeit versiegen werden, erwächst eine dreifache Aufgabe; nämlich

1. die Suche nach neuen Energiequellen,
2. die Erschließung unausgenützter Energiequellen und
3. die wirtschaftliche Ausnützung der vorhandenen Energievorräte.

Als neue, für die Zukunft vielleicht mögliche Energiequellen führt der Verfasser die Kernumwandlungen an. Als Beispiel für die Erschließung unausgenutzter Energiequellen seien genannt das Projekt der Windkraftträder und die Ausnutzung der Sonnenenergie. Zu der wirtschaftlichen Ausnutzung der vorhandenen Energievorräte gehört jede Art von Wirkungsgradsteigerung.

In seiner Schrift faßt der Verfasser kurz die Aufgabe der Physik im Dienste der Energiewirtschaft und damit der Volkswirtschaft zusammen. In lebendig geschriebener Darstellung führt uns die Schrift die vielen ungelösten Probleme mahnend vor Augen. A. Naumann.

O. Knoblauch und We. Koch, Technisch-physikalisches Praktikum. 8°. 167 S. Mit 104 Abb. Berlin 1934. Jul. Springer. Brosch. RM 12.—, geb. RM 13.50.

Das Buch enthält die Beschreibung ausgewählter Untersuchungsmethoden der technischen Physik. Die Auswahl ist ganz den Bedürfnissen der messenden Praxis angepaßt; entsprechend dem engeren Arbeitsgebiet der Verfasser überwiegen dabei wärmetechnische Messungen, deren Beschreibung den größten Teil des Buches ausmacht. Die Aufgaben sind in Gruppen zusammengefaßt, denen je eine das ihnen Gemeinsame enthaltende Einführung vorausgeschickt ist. Die Versuche sind zum großen Teil solche, die im Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule München entworfen sind; teilweise sind sie erstmalig veröffentlicht.

Die einzelnen Versuche sind in ihren Grundlagen, ihrer Anordnung und Durchführung ausführlich behandelt; die Fehlerquellen werden diskutiert. Die Auswertung der Versuche ist fast stets auch an zahlenmäßigen Beispielen durchgeführt. Gerade in dieser Ausführlichkeit liegt — abgesehen von der Auswahl der Versuche selbst — der Hauptvorzug des Buches. Die einzelnen Abschnitte sind: Temperaturmessungen, Temperaturmeßfehler und ihre Vermeidung, Bestimmung der Wärmeleitzahl von Wärmeschutz- und Baustoffen, Wärmeübertragung, Druck und Geschwindigkeit, Schalltechnische Messungen, Untersuchung schwingungsdämpfender Stoffe.

Der in der Praxis stehende Physiker und Ingenieur wird das Buch ebenso mit Nutzen verwenden können wie der Studierende, der sich mit den Arbeitsmethoden der technischen Physik vertraut machen will. A. Naumann.

G. Prange, Die allgemeinen Integrationsmethoden der analytischen Mechanik = Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaft, Bd. IV, Nr. 12 und 13. Gr.-8°. 300 S. Leipzig 1935. B. G. Teubner. Geh. RM 12,20.

Mit dem vorliegenden Artikel findet der 2. Teilband des IV. Bandes: „Mechanik" der Enzyklopädie seinen Abschluß. Es wird berichtet über die Behandlung der Dynamik mit höheren Methoden, welche zum Ansatz der Bewegungsgleichungen mechanischer Systeme von endlichem Freiheitsgrade führen und zugleich für deren Integration von Bedeutung sind. Der Bericht ist sehr klar und übersichtlich geschrieben. Überall werden — unter Berücksichtigung der geschichtlichen Entwicklung — die wesentlichen Beweisgedanken vorzüglich herausgearbeitet. Inhalt der einzelnen Abschnitte: A. Differentialgleichungen der Bewegung; Ansatz mit Hilfe der Differentialprinzipien. B. Variationsprinzipien. C. Vorbereitende Ansätze zur allgemeinen Integrationstheorie. D. Variierte Wirkung.

Integralinvarianten. F. Systematische Integration des kanonischen Systems. G. Kanonische Transformation. H. Äquivalenzprobleme und Verwandtes.

Der Bericht wird für den Physiker ein unentbehrliches Nachschlagewerk sein. Haupt.

E. Roller und H. Pricks, Schulversuche zur Elektrizitätslehre, 1. Gleichstrom. Gr.-8°. VII u. 160 S. Mit 237 Fig. 1. Auflage. Berlin 1935. Verlag C. Heymann. Kart. RM 5.60.

In dem Buch werden in recht anschaulicher und übersichtlicher Weise 127 Gleichstromversuche beschrieben, es ist vom Schulfachmann für Lehrer geschrieben und bringt teilweise neue, teilweise bekannte Versuche, die in einfacher Form und mit einfachen Mitteln ausführbar sind. Man verzichtet bewußt auf komplizierte und kostspielige Apparate. Mit einfachen Spulen, Magneten, Widerständen, Meßinstrumenten und Stativen werden fast alle Versuche durchgeführt, aber doch so, daß sie einem größeren Kreis vorgeführt werden können. Auf elektrostatische Versuche wird verzichtet, da eine exakte Behandlung der Elektrostatik ein mathematisches Rüstzeug voraussetzt, das im Unterricht nur selten erreicht wird. Besonderes Gewicht legt der Verf. auf eine klare Herausarbeitung der Begriffe Strom, Spannung, Widerstand, Stromkreise usw.; deshalb werden eine Anzahl Versuche angegeben, die die Analogie zwischen einem elektrischen und beispielsweise einem Luftstrom zeigen sollen. Sehr gut ist das Kapitel über elektrische Instrumente, es werden einige praktisch arbeitende Modelle beschrieben, die dem Schüler das rechte Verständnis für die Wirkungsweise der Instrumente bringen sollen. Das magnetische Feld und die Überlagerung verschiedener Felder wird in einem anderen Kapitel durch eine Anzahl sehr wirkungsvoller Versuche behandelt. Eine große Zahl übersichtlicher Abbildungen zeigt den Aufbau der Versuche; viele Bilder eignen sich auch zur epidiaskopischen Projektion. In einem Anhang werden die für die Versuche benötigten Apparateteile und Schaltungselemente behandelt und eine übersichtliche Anordnung derselben angegeben.

Wer Wert auf anschauliche und eindrucksvolle Versuche legt und bereit ist, vor dem Unterricht die einzelnen Versuchsanordnungen aufzubauen, dem kann dieses Büchlein bestens empfohlen werden. W. Holzmüller.

E. Schmid und W. Boas, Kristallplastizität. Gr.-8°. VIII und 373 S. Berlin 1935. Jul. Springer. RM 32.80, geb. RM 33.80.

Das Buch faßt die Resultate der Kristallplastizitätsarbeiten des früheren K.-W.-Instituts für Metallforschung in Berlin-Dahlem zusammen. Es bringt also ein Kapitel der Kristallphysik, welches noch vor kurzem von den Kristallphysikern nicht beachtet wurde, das aber gerade für die technologische Anwendung der Metalle von grundlegender Bedeutung ist, da es die Grundlagen der Metallverformung behandelt.

Diese Grundlagen konnten nur an Einkristallen gewonnen werden, da die Verformungsvorgänge im technischen polykristallinen Metallmaterial noch sehr erheblich komplizierter sind als die im Einkristall, welche zu ihrer Klarlegung viel Mühe und Arbeit erforderten. Hierüber berichtet das Buch.

Ein Resultat sei als Beispiel der Umsichtigkeit dieser Untersuchungen hervorgehoben: Bekanntlich geht die Verformung durch Gleitung von Lamellen des Einkristalls vor sich; die Gleitebenen haben eine kristallographisch bestimmte Lage und auf ihnen vollzieht sich das Gleiten nur in einer bestimmten Richtung. In den hexagonalen Magnesium-, Zink- und Kadmiumeinkristallen ist die Gleitebene die hexagonale Basis und die Gleitrichtung eine ihrer Diagonalen. Reckt man einen fadenförmigen Einkristall mit stetig wachsender Belastung, so verlängert er sich anfangs nur sehr wenig, von einer bestimmten Spannung an tritt eine starke Verlängerung ein und der Kristall kann um das Mehrfache seiner Länge dauernd verlängert werden, weil Lamellen, begrenzt von Basisebenen, gegeneinander ins Gleiten kommen. Die Schubspannung bei der Streckgrenze, bei der das Gleiten eintritt, ist aber bei verschiedenen Einkristallen desselben Metalls sehr verschieden, weil die Lage der Basisebenen zur Längsachse des Einkristalls sehr verschieden ist, auch wenn die Einkristalle nach demselben Verfahren hergestellt wurden. Bestimmt man die Lage der Basisebene zur Längsachse des Einkristalls, z. B. röntgenometrisch, und zerlegt die Spannung an der Streckgrenze in eine in die Gleitrichtung wirkende und in eine senkrecht zur Gleitebene wirkende, so ergibt sich für verschiedene Einkristalle desselben Metalls bei der Streckgrenze dieselbe Schubspannung, bezogen auf die Einheit der Gleitebene (Schubspannungsgesetz von E. Schmid). Liegt die Gleitebene mit 45° zur Reckrichtung des Einkristalls, so hat die Spannung, bei der Gleitung eintritt, ihren minimalen Wert, der sehr erheblich unterhalb der Streckgrenze polykristalliner Drähte liegt.

Nach Überwindung der Orientierungsschwierigkeiten gelang der Nachweis, das mit der Abgleitung die Spannung, welche weitere Abgleitung erzeugt, stetig wächst, daß mit dem Gleitweg die Reibung auf einem Gleitebenenpaare ansteigt, der Nachweis der Verfestigung bei der Kaltbearbeitung. Diese Zunahme der Reibung mit dem Gleitwege bei 20° ist bei leichtschmelzenden Metallen, *Zn*, *Cd*, *Sn*, sehr viel kleiner als bei den höherschmelzenden. Die Spannung an der Streckgrenze nimmt mit sinkender Temperatur nur wenig zu (bis 4° abs.), aber die Zunahme der Spannung mit der Abgleitung oder die Zunahme der Reibung mit dem Gleitwege nehmen mit sinkender Temperatur sehr stark zu. Versuche über den Einfluß der Zeit oder über die Abhängigkeit der Abgleitungsgeschwindigkeit auf die Reibung, weisen auf langsame Erholung der bei der Gleitung eintretenden Veränderungen bei tieferen und auf eine schnelle bei höheren Temperaturen; im Zusammenhang hiermit werden die Änderungen anderer physikalischer Eigenschaften durch die Kaltbearbeitung und ihre Erholung bei Temperatursteigerung erörtert sowie die der Entstehung des neuen Korns beim Ausglühen und sein Wachsen. Nach den Metallkristallen werden die Salzkristalle (Ionenkristalle) behandelt und daran anknüpfend der noch nicht vollständig geklärte Joffé-Effekt. Nachdem auf 24 Seiten über die Theorien der Reißfestigkeit, der plastischen Verformung und der Rekristallisation referiert wird, werden zum Schluß die Erscheinungen am polykristallinen Material in Beziehung zu denen am Einkristall behandelt. Das Werk schließt mit einem Verzeichnis von 700 Arbeiten auf dem Gebiete der Kristallplastizität.

Es ist zu betonen, daß die Forschung auf dem Gebiet der Kristallplastizität durch das Auseinandergehen des Dahlemer Forscherkreises gehemmt ist. Obwohl das Thema von grundlegender Bedeutung für die Verformungsvorgänge in Metallen und Gesteinen ist, so darf man nicht schnell sich auswirkende technologische Erfolge beim quantitativen Studium der Grundvorgänge an Einkristallen erwarten, aber man darf sich doch freuen, daß nun über diese grundlegenden Forschungen ein zusammenfassender Bericht vorliegt.

G. Tammann.

R. Sewig, Objektive Photometrie. Gr.-8°. 193 S. Mit 140 Abb. Berlin 1935. Julius Springer. Brosch. RM 17.50, geb. RM 19.—.

Jeder objektiven Photometrie, oder, umfassender ausgedrückt, jeder objektiven Strahlungsmessung liegt die Absorption strahlender Energie und ihre Überführung in eine andere Energieform zugrunde. Dieser methodischen Grundlage trägt der Verfasser in der Stoffeinteilung der drei ersten Kapitel seines Buches Rechnung. Im 1. Kapitel bespricht er die Strahlungsumformer, und zwar im besonderen die lichtelektrischen Umformer (Thermosäule, Bolometer, Photozellen, Photowiderstände, Sperrschicht-Photoelemente), denen zur Zeit — abgesehen von der photographischen Platte als photochemischem Umformer — die größte praktische Bedeutung zukommt. Das 2. Kapitel bringt die elektrischen Meßgeräte und Methoden (Elektrometer, Galvanometer, optische Verstärker, elektrische Verstärker, Umformermethoden, Hilfsapparate), die zur Messung der bei der Strahlungsumformung auftretenden elektrischen Größen dienen. Das 3. Kapitel optische Hilfsmittel (Anpassung an Augenempfindlichkeit, Filter für verschiedene Spektralbezirke, Spektralapparate und Monochromatoren, Schwächungsvorrichtungen, sonstige Hilfsmittel) beschäftigt sich einerseits mit Vorrichtungen, die die Empfindlichkeit der lichtelektrischen Umformer derjenigen des menschlichen Auges anpassen im Hinblick auf die Verwendung der objektiven Photometrie als Lichtmessung im eigentlichen Sinne, andererseits behandelt es die Monochromatisierung zusammengesetzter Strahlung durch Filter und Spektralapparate. Schließlich werden zahlreiche Vorrichtungen zur größenordnungsmäßigen wie zur völligen Angleichung der zu messenden Strahlungs- oder Lichtgrößen an diejenigen von Vergleichslichtquellen besprochen und eine Reihe derartiger Lichtquellen für verschiedene Zwecke beschrieben. Im 4. Kapitel objektive Photometrie schlechthin (Gesamtstrahlungsmessung, Teilstrahlungsmessung in breiten oder engen Spektralbezirken, lichttechnische Photometrie) werden im Hinblick auf den vielseitigen Aufgabenkreis dieser Disziplin auf dem Gebiete der reinen Physik (Strahlungslehre, Spektroskopie, Atomforschung), der angewandten Physik und Technik (Lichttechnik, Farbenlehre usw.), der Chemie (quantitative Spektralanalyse), Biologie, Klimatologie, Meteorologie u. a. m. die speziellen Methoden und Meßgeräte behandelt, wie sie der jeweiligen Aufgabe angepaßt sind.

Der Verfasser ist bemüht, zunächst in kurzer und auch dem Nichtphysiker verständlicher Weise die physikalischen Grundlagen aller herangezogenen Methoden, Anordnungen und Meßgeräte zu bringen. Bei der Beschreibung der letzteren wird auf den Bau, die Arbeitsweise, Empfindlichkeit und Genauigkeit, den Anwendungsbereich und seine Grenzen in knapper, aber doch meist erschöpfender Darstellung eingegangen; vielfach werden in dankenswerter Weise auch die Kosten und die Bezugsfirmen der Apparate angegeben. Eine stark gegliederte Einteilung des Stoffes und gute Abbildungen erleichtern das Verständnis und den Überblick. Der Leser erhält durch die Darstellungsart in erster Linie eine vorzügliche Anleitung für eigene Arbeiten auf dem Gebiete der objektiven Photometrie und darüber hinaus auch einen Einblick in andere Verwendungsmöglichkeiten der besprochenen Anordnungen und Meßgeräte. Ein ausführliches Literaturverzeichnis ergänzt das Buch, das jedem, der sich mit physikalischen Messungen beschäftigt, sehr empfohlen werden kann. L. Bergmann.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Frankfurt a. M. Dr. Robert Klement für anorganische Chemie, an der Universität Göttingen Dr. Max Deuring für Mathematik.

Ernannt: Der ord. Professor für technische Chemie an der Hochschule für angewandte Technik in Köthen Dr. Rudolf Lorenz zum ord. Professor für Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule Ankara, der Dozent Dr. Max Robitzsch zum a. o. Professor der Geophysik an der Universität Berlin, der a. o. Professor für technische Chemie an der Technischen Hochschule Graz Dr. Reinhard Seka zum ord. Professor daselbst.

Ehrungen: Der ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule und Honorarprofessor an der Universität Breslau Dr. Erich Waetzmann wurde von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen zum korrespondierenden Mitgliede ihrer mathematisch-physikalischen Klasse gewählt.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Geheimer Regierungsrat Dr. Karl Andreas Hofmann, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Max Dehn, der ord. Professor für technische und Lebensmittelchemie an der Universität Bonn Dr. Karl Kippenberger, der ord. Professor für organische Chemie an der Universität Rostock Dr. Richard Stoermer, die ord. Professoren der Mathematik an der Universität Heidelberg Dr. Heinrich Liebmann und Dr. Anton Rosenthal, der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Köln Dr. Richard Rinkel, der a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Johann Georg Koenigsberger.

Gestorben: Der Kolloidforscher Professor Dr. P. P. von Weimarn in Shanghai, der ord. Professor für pharmazeutische und Nahrungsmittelchemie an der Universität Königsberg Dr. Hermann Emde, der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Beograd Gesandter Dr. Sima Lozanić, der zu Vorlesungen an der Universität Jena (für angewandte Meteorologie und Wehrpolitik) berechtigte Dr.-Ing. Hermann John.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
DA.: 1400. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.